



15 Gp 3682

Docket No.: 1761.1001

IN THE UNITED STATES PATENT AND TRADEMARK OFFICE

In re the Application of:

Takayuki NORIMATSU

Serial No. 09/944,589

Group Art Unit: 3682

Confirmation No. 1652

Filed: September 4, 2001

Examiner: William C. Joyce

For: WHEEL BEARING ASSEMBLY

SUBMISSION OF REQUESTED DOCUMENT

Commissioner for Patents
PO Box 1450
Alexandria, VA 22313-1450

Sir:

Responsive to the Board's request, attached hereto is the complete Chapter 2 (Hard Magnetic Material) of the Handbook for the review by the Board of Appeals.

Respectfully submitted,

STAAS & HALSEY LLP

Date: 15 NOV 2005

By: Michael A. Bush
Michael A. Bush
Registration No. 48,893

1201 New York Avenue, NW, Suite 700
Washington, D.C. 20005
Telephone: (202) 434-1500
Facsimile: (202) 434-1500

目 次

まえがき

1. 磁性材料の基礎知識 (太田)

| | |
|-------------------------|----|
| 1.1 磁気現象を表す量と用語 | 1 |
| 1.1.1 磁気に関する基本量 | 3 |
| 1.1.2 磁化特性に関する量 | 9 |
| 1.1.3 その他の用語の定義 | 15 |
| 1.2 強磁性が現れる仕組み | 18 |
| 1.2.1 磁石を分割してみる | 18 |
| 1.2.2 磁区 | 20 |
| 1.2.3 磁化の進み方 | 21 |
| 1.3 強磁性材料の分類 | 23 |
| 1.4 SI 単位系と CGS 単位系について | 24 |
| 1.4.1 SI (MKSA) 単位系 | 26 |
| 1.4.2 CGS 単位系 | 28 |

2. 硬質磁性材料 (日口)

| | |
|---|----|
| 2.1 硬質磁性材料の種類 | 31 |
| 2.1.1 硬質磁性材料の歴史 | 31 |
| 2.1.2 アルニコ (Alnico) 磁石と Fe - Cr - Co 磁石 | 36 |
| 2.1.3 フェライト (Ferrite) 磁石 | 40 |
| 2.1.4 希土類磁石 | 43 |
| 2.1.5 ボンド磁石 | 43 |

| | | |
|------------------|-----------------------|-----|
| 2.2 | 硬質磁性材料の用途と選択のポイント | 45 |
| 2.2.1 | $B-H$ 減磁曲線と動作点 | 45 |
| 2.2.2 | 静的磁気回路 | 52 |
| 2.2.3 | 動的磁気回路 | 62 |
| 2.2.4 | 硬質磁性材料の安定性 | 77 |
| 2.3 | 硬質磁性材料の測定方法 | 83 |
| 2.3.1 | 精密測定方法 | 83 |
| 2.3.2 | 簡易測定方法 | 85 |
| 3. 金属軟質磁性材料 (港野) | | |
| 3.1 | 金属軟質磁性材料の分類 | 89 |
| 3.2 | 金属軟質磁性材料の歴史 | 91 |
| 3.3 | 代表的な金属軟質磁性材料 | 91 |
| 3.3.1 | 鉄及び鉄-シリコン合金 | 91 |
| 3.3.2 | 鉄-ニッケル合金 | 95 |
| 3.3.3 | Fe-Si-Al 合金 | 107 |
| 3.3.4 | Fe-Co 合金 | 108 |
| 3.4 | 金属軟質磁性材料の評価と測定方法 | 109 |
| 3.4.1 | 初透磁率 | 109 |
| 3.4.2 | 保磁力 | 110 |
| 3.4.3 | インダクタンス透磁率とインピーダンス透磁率 | 110 |
| 3.4.4 | 鉄損 | 118 |
| 3.5 | 材料の選択 | 122 |
| 3.5.1 | 直流磁界に対する磁気シールドと材料 | 122 |
| 3.5.2 | 漏電検出用零相変流器の設計 | 124 |
| 3.5.3 | 二次出力を表す関係式 | 124 |
| 3.6 | 熱処理と磁気特性 | 126 |

4. 酸化物軟質磁性材料（ソフトフェライト）（浅野）

| | |
|------------------------|-----|
| 4.1 酸化物磁性材料の種類 | 133 |
| 4.1.1 スピネル系フェライト | 133 |
| 4.1.2 高密度フェライト | 144 |
| 4.1.3 ガーネット系フェライト | 146 |
| 4.2 酸化物磁性材料の用途と選択のポイント | 150 |
| 4.2.1 通信機器での用途と磁気特性 | 150 |
| 4.2.2 民生機器での用途と磁気特性 | 164 |
| 4.2.3 磁気ヘッドでの用途と磁気特性 | 175 |
| 4.2.4 マイクロ波領域での用途と磁気特性 | 179 |
| 4.2.5 その他の用途と磁気特性 | 183 |
| 4.3 酸化物磁性材料の測定方法 | 186 |
| 4.3.1 主要磁気特性測定方法 | 186 |
| 4.3.2 磁気ヘッド特性測定方法 | 193 |
| 4.3.3 マイクロ波特性測定方法 | 195 |
| 4.3.4 その他の特性の測定方法 | 197 |

5. 将来の高密度記録磁性材料（対馬）

| | |
|------------------------|-----|
| 5.1 高速化・高密度化のための磁性材料指針 | 201 |
| 5.1.1 磁区微小化 | 201 |
| 5.1.2 保磁力の機構 | 203 |
| 5.1.3 磁化反転の機構 | 206 |
| 5.2 光磁気記録材料 | 208 |
| 5.2.1 はじめに | 208 |
| 5.2.2 記録媒体への要求条件 | 208 |

| | |
|------------------------|-----|
| 5.3 磁気バブル材料 | 211 |
| 5.3.1 バブルメモリの特長と応用例 | 211 |
| 5.3.2 バブルメモリ用結晶材料と磁気特性 | 213 |
| 5.3.3 主なイオンの置換効果 | 223 |
| 5.3.4 高密度化のためのイオン注入法 | 225 |
| 5.3.5 高密度化への研究課題 | 235 |

6. 資料編 (松本)

| | |
|------------------------|-----|
| 6.1 JIS 規格と IEC 規格 | 239 |
| 6.2 ココム規制 | 248 |
| 6.3 磁気用語一覧 | 254 |
| 6.4 CGS 単位系 - SI 単位系換算 | 269 |

| | |
|---------------------|-----|
| 付録1 JIS C 2501-1989 | 275 |
|---------------------|-----|

| | |
|---------------------|-----|
| 付録2 JIS C 2502-1989 | 285 |
|---------------------|-----|

| | |
|-----------|-----|
| SI 単位換算率表 | 290 |
|-----------|-----|

| | |
|----|-----|
| 索引 | 291 |
|----|-----|

2. 硬質磁性材料

2.1 硬質磁性材料の種類

2.1.1 硬質磁性材料の歴史

硬質磁性材料は magnetically hard materials の英訳名である。磁氣的に硬いとはどういうことであろうか？ 機械的な硬さは誰でも容易に理解されよう。これは抗張力と同じ $P_s [=N/m^2]$ という単位で表されるが、むしろ $N \cdot m/m^3$ と書き直し、単位体積が変形時に受けた機械的エネルギーの大きさ（力×変位）を表しているとみられる。具体的にはビッカース硬さ（HV）、ロックウェル硬さ（HR）あるいはブリネル硬さ（HB）というように測定方法別にそれぞれを区別している。

磁氣的な硬さは同様に H_c という記号を用いてはいるものの、いったん B （磁束密度）— H （磁界の強さ）という座標系の第1（又は3）象限で飽和まで着磁された後に第2（又は4）象限で減磁界を受けたときに $B=0$ となるその減磁界の強さを表したもので、単位は A/m で、決して単位体積当たりの磁気エネルギー（磁束密度×磁界の強さ）を意味していないことに注目されたい。もちろん、材料関係でよく用いられる J （磁気分極）— H という座標系[あるいは $M_s (=J/\mu_0, \text{磁化の強さ})$ — H と示される]もあるが、この場合は、根拠とする座標系で H_c を区別して前者での磁氣的硬さを H_{cB} 、後者での磁氣的硬さを H_{cJ} （又は H_{cM} ）としている。

硬質磁性材料は別名永久磁石（permanent magnets）と言われるもので、その歴史は遠く紀元前にまでさかのぼってゆく。magnet という言葉を辞書で引いてみると、昔のギリシャのマケドニアにあったテッサリー地方のマグネシアに起源が求められる（一説にはマグネシアは中央アジアの一地名ともいわれて

いる。)。紀元前に羊飼いが、マグネサイト (MgCO_3) とともに、マグネタイト (Fe_3O_4) を見付けていたようである。中国でも指南車という言葉があり、歯車機構によるものもあるが、マグネタイトで南 (又は北) を示したものといわれている。

19 世紀前半までは、この天然のマグネタイトや電流コイルによる磁気現象の解明に主力が注がれたが、19 世紀後半において鉄や鋼が工業生産され始めると、高炭素鋼の登場、更に Cr や W の添加物が検討され、特殊鋼、工具鋼などと同様に磁石鋼という分野が形成された。もちろん、マルテンサイト変態などの解明がこれらの焼入鋼系統の開発に拍車をかけたことはいうまでもない。1917 年、本多光太郎・増本量・高木弘が発明した KS 鋼 (35% Co 鋼) はこれらの高炭素焼入鋼の集大成であり、その後の硬質磁性材料開発の嚆矢といえてよい。たまたま、旧住友財閥の当主住友吉左衛門が本多先生の研究資金援助をしたことでそのイニシャル (K.S.) をその発明品に付けられ、住友金属工業㈱に実施権を与えられたことが記録されている。このときの $H_{CB} \approx 10 \text{ kA/m}$ であった。

1930 年代は硬質磁性材料の開発は高炭素鋼より鉄合金へと拡張され、多くの発明がなされた。日本では三島徳七の MK 磁石 (Fe-Ni-Al 系)、本多光太郎らの NKS 磁石 (Fe-Ni-Co-Ti 系)、加藤与五郎・武井武の OP 磁石 [$(\text{Fe} \cdot \text{Co})\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ 系] であり、海外ではケスター (Köster) 合金 (Fe-Co-Mo 系)、銅合金 (Cu-Ni-Fe 系及び Cu-Ni-Co 系)、ホイスラー (Heusler) 合金 (Cu-Mn-Al 系)、白金磁石 (Pt-Co 系)、バイカロイ (Vicalloy) (Co-Fe-V 系) が相次いだ。この時期には、冶金学的に硬質磁性合金は、先の炭素鋼の焼入硬化型に加えて、Fe 合金における析出硬化型や規則格子型と整理された。

1950 年代には硬質磁性合金のうち、MK 磁石と NKS 磁石に端を発し、欧米で改良されたアルニコ磁石がその王座を占めるようになった。その析出機構がスピノーダル分解による 2 相分離反応により、その析出粒子の形状異方性によって保磁力が支配されることが判明するにつれ、製造方法としても結晶整列法

や熱処理法に大きな改善が計られる一方、理論的にも単軸粒子論が提案され、そのモデルともいえるべき Fe (又は Fe-Co) の微粉末磁石の出現につながった。1970 年代に Fe-Cr-Co 三元系で見いだされたスピノーダル磁石もこの範ちゅうに入るものである。

同時期にはマグネトブラムバイト型六方晶の $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ 又は $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ で、160 kA/m の H_c を有する酸化物磁石の粉末冶金的製造方法がオランダ・フィリップス(Philips)社で見いだされ、磁気等方性の磁石に加えて磁気異方性の磁石への改善も加えられて、今日の硬質磁性材料としての王座を占めるに至った。Alnico 磁石はその主成分に 24 wt% 以上の Co を含み、1970 年代の後半にやって来た、オイルショックに続く、Co 地金の価格急騰によって、その王座を滑り落ちたのである。フェライト磁石はその組成の大半が Fe_2O_3 で占められ、その経済的強味のためにここ当分王座を維持するものと見られている。

1970 年代には従来の Fe, Co, Ni という 3d 遷移金属元素に加えて $^{57}\text{La} \sim ^{71}\text{Lu}$ の 4f-遷移金属元素 (いわゆる希土類元素) の磁性も明らかとなり、保磁力の大きな支配因子となっている結晶異方性常数を飛躍的に改善しうることが予測された。SmCo₅ を代表とする RCo₅ 型金属間化合物による硬質磁性材料が第 1 世代の希土類磁石というべきもので、従来の永久磁石では達成し得なかった多くの用途を開拓することができた。Sm と Co 資源の限定もあり SmCo₅ 磁石の需要がふえるにつれて、Sm の一部を他の希土類元素 (R) に置換した RCo₅ の提案、更に Co の一部を他の 3d 遷移元素 (T) に置換した Sm₂T₁₇ 型金属間化合物による第 2 世代の希土類磁石も誕生した。この第 2 世代の磁石は磁石特性を損なうことなく、SmCo₅ 磁石に比して組成的に Sm を 30% 節約し、また Co も一部が Fe, Cu に置換されるので、その 15% が節約されていることになる。これは $\text{Sm}_2\text{T}_{17} = 2\text{SmT}_{8.5} = 2\text{SmCo}_5 \cdot \text{X}_{3.5}$ と書き直すとわかりやすくなる。

1980 年代に入ると、希土類磁石の用途も拡大し、次第に工業生産されるにつれて、Sm 資源の少なさと Co の依存度の大きさが問題視されるようになってきた。ほとんど同時期に、米国における Melt-Quenching 法による Nd-Fe

-(B) 磁石, 日本における焼結法による Nd-Fe-B 磁石が開発され, 焼結異方性磁石では今までの希土類磁石では容易に具現し得なかった 240 kJ/m^3 を上回る高 $(BH)_{\max}$ 値が容易に実現された。Sm より 1 けた豊富な Nd 資源と Co よりはるかに豊富な Fe と少量の B 添加で主成分が構成されるために, 第 3 世代の希土類磁石として囑望されている。

硬質磁性材料の評価も, その材料からどれだけの磁気エネルギーが取り出せるか, すなわち, 材料中に含まれた磁気エネルギーが上述してきた磁氣的な硬さ (H_c) 以上に必要となってきた。いま, 磁性材料の磁気分極を $J [\text{T}]$, 磁束密度を $B [\text{T}]$, 磁界の強さを $H [\text{A/m}]$ とすると, 磁気常数 $(\mu_0) = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$ を用いて

$$B = J + \mu_0 H \quad (2.1)$$

と表される。硬質磁性材料はその用途から常に磁界の強さは負, すなわち減磁界のかかっているところで用いられるので $-H = \underline{H}$ とすれば式(2.1)は,

$$B = J - \mu_0 \underline{H} \quad (2.2)$$

と書き直される。両辺に, \underline{H} を掛け合わせると

$$B\underline{H} = J\underline{H} - \mu_0 \underline{H}^2 \quad (2.3)$$

J を \underline{H} の関数とみて, 式(2.3)を \underline{H} を微分して極値を求めると

$$(B\underline{H})_{\max} = \left(\frac{J^2}{\mu_0} \right) \left\{ \left(1 - \frac{J'}{\mu_0} \right) / \left(2 - \frac{J'}{\mu_0} \right)^2 \right\} \quad (2.4)$$

ここで, $J' = dJ/d\underline{H}$ とする。式(2.4)を理想的な硬質磁性材料の減磁曲線として図 2.1.1 に示した。実際の希土類磁石やフェライト磁石のほとんどのものはこの理想的な減磁曲線に近いものとなっている。

以上の関係は硬質磁性材料が静的に用いられる場合に適合する。動的用途では, リコイル・エネルギー積として $\{(BH)_{\max}/4\} (1 + \mu_{\text{rec}} \cdot \mu_0 H_{\text{CB}}/B_r)$ あるいはトータル・エネルギー積として $(JH)_{\max}$ 又は $0.9 \times J_r \cdot H_k$ として表現される場合もある。しかしながら, 硬質磁性材料を通覧する場合には, $(BH)_{\max}$ で十分であろう。20 世紀に入ってから, 上述してきた代表的な硬質磁性材料の $(BH)_{\max}$ の進歩をたどると図 2.1.2 に示すようになる。大約 10 年ごとに最大

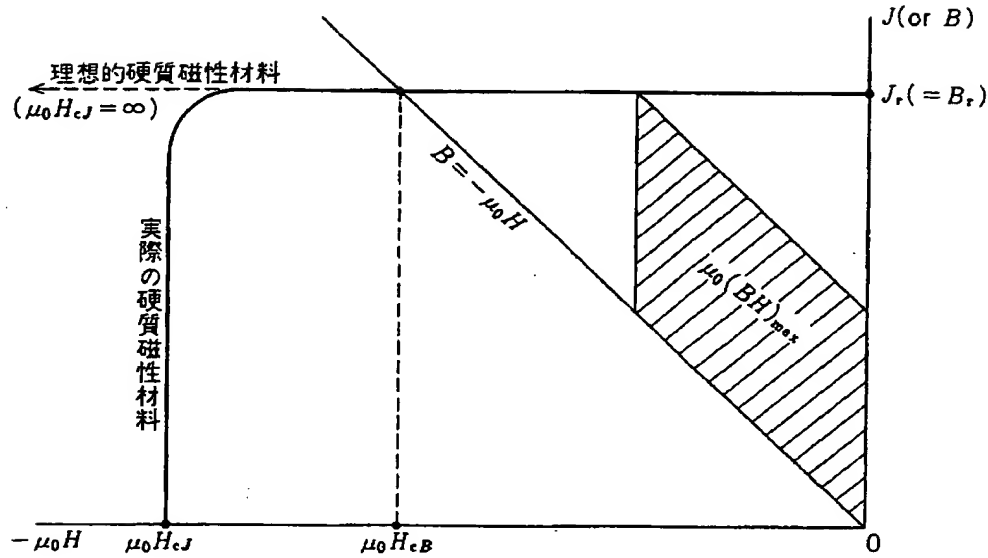


図 2.1.1 理想的硬質磁性材料のJ-H減磁曲線

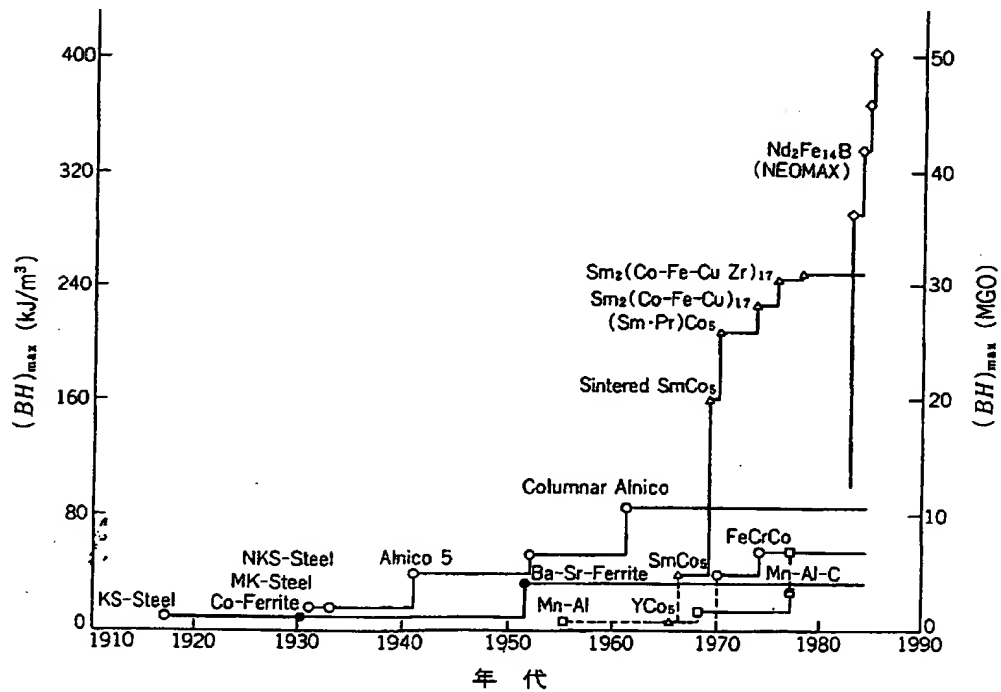


図 2.1.2 永久磁石材料の進歩

磁気エネルギー積が新合金の発見や製法の改善で生じていることがわかってきた。この 100 年間に最大磁気エネルギー積が 50 倍に向上したとすると年平均 4% という改善で、このような著しい材料開発は他の材料ではとても見られないものといえる。

最近の材料開発の進歩で、硬質磁性材料の H_{CB} は数百 kA/m の程度まで向上してきている。一応 IEC 規格では 1 kA/m 以上を硬質磁性材料としているが、その H_{CB} の範囲が広がったことと 1~10 kA/m 程度の材料が特殊用途に用いられるので、IEC TC 68/WG 5 でも、半硬質磁性材料という名称をつけて区別すべく審議中である。例えば、歴史的な高炭素焼入鋼や Fe-Co-V 合金、Alnico 合金の一部、Fe-Cr-Co 合金の一部などがこの範ちゅうに入ることになる。

2.1.2 アルニコ (Alnico) 磁石と Fe-Cr-Co 磁石

アルニコ磁石の組成は 6~13 wt% の Al, 13~28 wt% の Ni, 0~42 wt% の Co, 0~10 wt% の Ti, 2~6 wt% の Cu と残部 Fe となっている。更に、添加元素としては Si, Nb などが用いられている。

この磁石は鑄造法又は粉末冶金法によって製造される。その磁氣的性質は熱処理中に磁界を付与し、その付与方向に磁気異方性を生ぜしめることにより改善される。鑄造磁石における最高の磁気特性は単結晶組織又は柱状晶組織にし、その結晶軸と平行な磁界中で熱処理することによって得られる。

この磁石粉体を有機質バインダーで固めたものがボンド磁石として欧米で用いられたこともある。

アルニコ磁石の分類はその異方性と製造方法とに基づいて行われる。アルニコ磁石の形状は主としてリング、角柱、立方体、円柱、円弧片である。柱状晶組織を呈する鑄造磁石はその製造方法より形状及び寸法について制約をうける。基本的な磁気特性は IEC Publication 404-1 に示されているが、これを更に細分化した IEC Publication 404-8-1 の規格を以下表 2.1.1~2.1.3 に示す。密度は等方性及び異方性の鑄造又は焼結磁石で $6.7\sim 7.3 \text{ Mg/m}^3$ 、ボンド

表 2.1.1 鋳造及び焼結等方性アルニコ磁石の化学組成、磁気特性及び密度

| 材 料 | | 化 学 組 成 (wt%) | | | | | | 磁 気 特 性 ^{1), 2)} | | | | 密 度 | | |
|-------------|------------|---------------|-------|-----|-------|-----|---------|--|------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------|
| 略 号 | コード 番 号 | Al | Co | Cu | Ni | Ti | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) ^{max} kJ/m ³ | 残留磁 束密度 B _r mT | 保磁力 H _{cb} kA/m | 保磁力 H _{ci} kA/m | リコイル 比透磁率 μ _{rec} | 鑄造 | 焼結 |
| | | | | | | | | | | | | | g/cm ³ | g/cm ³ |
| | | | | | | | | | | | | | | |
| 代 表 値 | | | | | | | | | | | | | | |
| AlNiCo 8/4 | RI-0-1 | 11~13 | 0~1 | 2~4 | 21~28 | 0~1 | balance | 8.0 | 520 | 40 | 43 | 4.5~5.5 | 6.9 | 6.8 |
| AlNiCo 9/3 | RI-0-2 | 11~13 | 0~5 | 2~6 | 21~28 | 0~1 | balance | 9.0 ³⁾ | 650 | 30 | 32 | 6.0~7.0 | 7.1 | 6.9 |
| AlNiCo 9/5 | RI-0-3 | 11~13 | 0~5 | 2~4 | 21~28 | 0~1 | balance | 9.0 ³⁾ | 550 | 44 | 47 | 4.0~5.0 | — | 6.8 |
| AlNiCo 12/4 | RI-0-4 | 8~13 | 11~15 | 2~6 | 16~24 | 0~1 | balance | 11.6 ³⁾ | 700 | 38 | 41 | 6.0~7.0 | 7.0 | 7.0 |
| AlNiCo 12/6 | RI-0-5 | 9~13 | 12~17 | 2~6 | 18~24 | 0~1 | balance | 11.6 ³⁾ | 630 | 52 | 55 | 4.0~5.5 | — | 7.0 |
| AlNiCo 17/9 | RI-0-6 | 6~8 | 24~34 | 3~6 | 13~19 | 5~9 | balance | 17.0 | 580 | 80 | 86 | 3.0~4.0 | 7.3 | 7.1 |

1) Sub-clause 3.1. 参照

2) Sub-clause 3.2.に述べられている付加的な磁気特性についての代表値。

$$T_c = 1030K \sim 1180K$$

$$\alpha(B_r) = -0.02\%/K$$

$$\alpha(H_{ci}) = +0.03 \sim -0.07\%/K \quad \left. \begin{array}{l} \alpha(B_r) = -0.02\%/K \\ \alpha(H_{ci}) = +0.03 \sim -0.07\%/K \end{array} \right\} 273 \sim 373K \text{ の温度区間}$$

3) B_r や H_{ci} は化学組成や熱処理によって相違する。

表 2.1.2 鋳造異方性アルニコ磁石の化学組成、磁気特性及び密度

| 材 料 | | 化学組成 (wt %) | | | | | | | 磁気特性 ^{1), 2)} | | | | | リコイル 比透磁率 μ _{rec} | 密度 g/cm ³ |
|---------------------------|------------|-------------|-------|-----|-----|-------|-----|---------|--|------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|-------------------------|
| | | Al | Co | Cu | Nb | Ni | Ti | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) _{max} kJ/m ³ | 残留磁束 密度 B _r mT | B 保磁力 H _{cB} kA/m | J 保磁力 H _{cJ} kA/m | | | |
| 略 号 | コード 番 号 | 代 表 値 | | | | | | | | | | | | 代 表 値 | |
| | | Al | Co | Cu | Nb | Ni | Ti | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) _{max} kJ/m ³ | 残留磁束 密度 B _r mT | B 保磁力 H _{cB} kA/m | J 保磁力 H _{cJ} kA/m | リコイル 比透磁率 μ _{rec} | 密度 g/cm ³ | |
| *AlNiCo37/5 ³⁾ | R1-1-1 | 8~9 | 23~26 | 3~4 | 0~1 | 13~16 | — | balance | 37.0 | 1180 | 48 | 49 | 3.0~4.5 | 7.3 | |
| *AlNiCo44/5 ³⁾ | R1-1-2 | 8~9 | 23~26 | 3~4 | 0~1 | 13~16 | — | balance | 44.0 | 1200 | 52 | 53 | 2.5~4.0 | 7.3 | |
| AlNiCo52/6 ³⁾ | R1-1-3 | 8~9 | 23~26 | 3~4 | 0~1 | 13~16 | — | balance | 52.0 | 1250 | 55 | 56 | 1.5~3.0 | 7.3 | |
| AlNiCo26/6 | R1-1-4 | 7~9 | 25~27 | 3~4 | 0~3 | 14~16 | 0~1 | balance | 26.0 | 900 | 56 | 68 | 3.5~5.5 | 7.3 | |
| *AlNiCo38/11 | R1-1-5 | 6~8 | 30~36 | 3~4 | 0~1 | 13~15 | 4~6 | balance | 38.0 | 800 | 110 | 112 | 1.5~2.5 | 7.3 | |
| AlNiCo60/11 | R1-1-6 | 6~8 | 35~39 | 2~4 | 0~1 | 13~15 | 4~6 | balance | 60.0 | 900 | 110 | 112 | 1.5~2.5 | 7.3 | |
| AlNiCo36/15 | R1-1-7 | 6~8 | 38~42 | 2~4 | 0~1 | 13~15 | 7~9 | balance | 36.0 | 700 | 140 | 148 | 1.5~2.5 | 7.3 | |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値は表 2.1.1 参照のこと。

3) 磁気特性は、鋳造方法により相違する。

*印は推薦材料で、通常設計者により採用されるべきものである。

表 2.1.3 焼結異方性アルニコ磁石の化学組成、磁気特性及び密度

| 材 料 | | 化学組成(wt %) | | | | | | 磁気特性 ^{1),2)} | | | | リコイル 比透磁率 μ _{rec} | 密度 g/cm ³ | |
|--------------|------------|------------|-------|-----|-----|-------|-----|-----------------------|--|------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|-------------------------|-----|
| 略 号 | コード 番 号 | Al | Co | Cu | Nb | Ni | Ti | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) _{max} kJ/m ³ | 残留磁気 密度 B _r mT | B 保磁力 H _{cB} kA/m | J 保磁力 H _{cJ} kA/m | 代 表 値 | |
| | | 最 低 値 | | | | | | | | | | | | |
| *AlNiCo34/5 | R1-1-20 | 8~9 | 23~26 | 2~4 | 0~1 | 13~16 | 0~1 | balance | 34.0 | 1120 | 47 | 48 | 3.0~4.5 | 7.1 |
| AlNiCo26/6 | R1-1-21 | 7~9 | 23~27 | 2~4 | 0~3 | 14~16 | 0~1 | balance | 26.0 | 900 | 56 | 58 | 3.5~5.5 | 7.0 |
| *AlNiCo31/11 | R1-1-22 | 6~8 | 30~36 | 3~6 | 0~1 | 13~15 | 4~6 | balance | 31.0 | 760 | 107 | 111 | 2.0~4.0 | 7.0 |
| AlNiCo33/15 | R1-1-23 | 6~8 | 38~42 | 2~4 | 0~1 | 13~15 | 7~9 | balance | 33.0 | 650 | 136 | 150 | 1.5~2.5 | 7.0 |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値は表 2.1.1 参照のこと。

*印は推薦材料で、通常設計者により採用されるべきものである。

磁石で大約 5.5 Mg/m^3 である。機械的にはもろくて硬いので、グラインダーによる研磨加工で仕上げられる。磁石個片は 1 g ～数 kg の重量となるが、一般的には長い柱状のことが多い。

なお、表 2.1.4 には Fe-Cr-Co 磁石の IEC Publication 404-8-1 の規格を示す。

主な用途は計測器、スピーカ、回転機、マイクロ波管、把持装置であるが、最近は特に $\Delta B/\Delta T$ すなわち α_{Jr} が -200 ppm/K という磁束密度の温度係数が極めて少ない点に注目された用途が多い。

2.1.3 フェライト (Ferrite) 磁石

硬質フェライト材料の組成は示性式 $\text{MO} \cdot x\text{Fe}_2\text{O}_3$ で表される。ここで $\text{M} = \text{Ba, Sr and/or Pb}$, $x = 4.5 \sim 6.5$ である。その他の添加物により磁気特性を改善したものがある。硬質フェライト材料の永久磁性はマグネトプラムバイト (Magnetoplumbite) 六方結晶 ($\text{MO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) の結晶磁気異方性による。

フェライト粉末を磁界中で圧縮するか否かによって異方性又は等方性の差が生じ、これを焼結して磁石体となる。有機質バインダーでフェライト粉末を凝集させたボンド磁石もある。ボンド磁石は圧延、押出、圧縮、インジェクション・モールドイングなどで成型される。

フェライト磁石の分類はその異方性と製造方法とに基づいて行われる。等方性及び異方性焼結磁石は主としてリング、角柱、円柱、円弧片に成型される。ボンド磁石はその製造手段によって種々な形状を呈する。基本的な磁気特性は IEC Publication 404-1 に示されているが、これを更に細分化した IEC Publication 404-8-1 の規格を表 2.1.5 に示す。密度は焼結磁石では $4.6 \sim 5.0 \text{ Mg/m}^3$ 、ボンド磁石で $2.3 \sim 3.8 \text{ Mg/m}^3$ である。機械的には焼結磁石はもろく、グラインダーによる加工で仕上げられる。ボンド磁石は可撓性を有するものもあり、焼結磁石の欠点をカバーしている。焼結磁石の重量は通常 $1 \text{ g} \sim 2 \text{ kg}$ の個片で (ときにはそれ以上の個片も作られるが)、長さに対してかなり大きい断面積を有する形状を呈する。主な用途としては回転機、スピーカ、把持

表 2.1.4 等方性及び異方性Cr-Fe-Co合金の化学組成, 磁気特性及び密度

| 材 料 略 号 | 材 料 コード番号 | 化学組成(wt %) | | | 磁気特性 ^{1), 2)} | | | | リコイル 比透磁率 μ_{rec} | 密 度 g/cm ³ |
|----------------------|--------------|------------|-------|---------|---|-----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|--------------------------|
| | | Cr | Co | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) _{max} kJ/cm ³ | 残留磁 密度 B _r mT | B保磁力 H _{cB} kA/m | J保磁力 H _{cJ} kA/m | | |
| | | 代 表 値 | | | 最 低 値 | | | | 代 表 値 | |
| CrFeCo 12/4 (等方性) | R6-0-1 | 25~35 | 10~25 | balance | 12 | 800 | 40 | 42 | 5.5~6.5 | 7.6 |
| CrFeCo 28/5 (異方性) | R6-1-1 | 25~35 | 10~25 | balance | 28 | 1000 | 45 | 46 | 3~4 | 7.6 |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値。

 T_c = approx. 1125K(最適磁性状態での外挿値, これより低い温度で相分解が発生するため) $\alpha(B_r)$ = approx. 910K(分解組織下) $\alpha(B_r)$ = -0.03%/K(異方性)

-0.05%/K(等方性)

 $\alpha(H_{cJ})$ = -0.04%/K

3) 表記の材料は単なる例示で、急速な開発下でその他の材料が出現する。

表 2.1.5 等方性及び異方性硬質フェライトの磁気特性と密度

| 材 料 | | 磁気特性 ^{1), 2)} | | | | リコイル、 比透磁率 μ_{rec} | 密 度 g/cm^3 |
|-----------------------------|--------|--|-----------------------|---------------------------|---------------------------|------------------------------|-----------------|
| 略 号 | コード番号 | 最大磁気 エネルギー積 $(BH)_{max}$ kJ/m^3 | 残留磁束密度 B_r mT | B 保磁力 H_{cB} kA/m | J 保磁力 H_{cJ} kA/m | | |
| | | 最 低 値 | | | | 代 表 値 | |
| 等 方 性 Hard Ferrite 7/21 | S1-0-1 | 6.5 | 190 | 125 | 210 | 1.2 | 4.9 |
| | S1-1-1 | 20.0 | 320 | 170 | 190 | 1.1 | 4.8 |
| | S1-1-2 | 20.0 | 310 | 220 | 280 | 1.1 | 4.6 |
| | S1-1-3 | 24.0 | 350 | 215 | 230 | 1.1 | 4.8 |
| | S1-1-4 | 25.0 | 380 | 130 | 135 | 1.1 | 5.0 |
| | S1-1-5 | 25.0 | 370 | 205 | 220 | 1.1 | 4.8 |
| 異 方 性 Hard Ferrite 25/22 | S1-1-6 | 26.0 | 370 | 175 | 180 | 1.1 | 5.0 |

1) Sub-clause 3.1参照。

2) Sub-clause 3.2に述べられた付加的な磁気特性の代表値

 $T_c = \text{approx. } 723K$ $\alpha(B_r) = -0.2\%/K$ $\alpha(H_{cJ}) = +0.2 \sim 0.5\%/K$

} 273~373Kの温度区間

装置、玩具などである。

2.1.4 希土類磁石

希土類コバルト合金の代表は SmCo_5 である。この合金粉末を磁界中で圧縮成型し、焼結することにより永久磁石体が生ずる。第2世代として Sm_2T_{17} 合金、更に第3世代として $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 合金の出現があり、これらの規格の国際化にはまだまだ時間がかかるものと思われる。

この磁石は一般的に角柱ブロック、円柱、リング、円弧片の形状に作られる (IEC Publication 404-1)。これを更に細分化した IEC Publication 404-8-1 の規格を表 2.1.6 に示す。密度は $8 \sim 8.5 \text{ Mg/m}^3$ で、機械的には非常にもろく、グラインダー加工仕上げとなる。焼結で 100 g までの個片が作られる。TWT 管の集束装置や時計用途が最初であったが順次各種用途に用いられている。

2.1.5 ボンド磁石

硬質磁性材料の最も重要な特性はその一定容積内に蓄えている磁気エネルギーの大きさといえる。 $(BH)_{\max}$ はこれを最も代表するものといってよからう。硬質磁性材料の一般的価格は ¥/g で表示されることが多いが、これは本当の意味での経済性を表しているわけではない。

$$(\text{¥/kg}) \times (\text{kg/m}^3) \div (\text{J/m}^3) = \text{¥/J} \quad (2.5)$$

上式は kg 当たりの単価に比重を掛け、その磁気エネルギーで除したものが、その硬質磁性材料の有する磁気エネルギー当たりの価格となる。いま、材料 A と B という 2 種類があり、双方の ¥/J を一定と見なしたときには、式 (2.5) より式 (2.6) が誘導される。

$$(\text{¥/kg})_B / (\text{¥/kg})_A = (BH)_{\max-B} / (BH)_{\max-A} \times \rho_A / \rho_B \quad (2.6)$$

式 (2.6) は、その重量当たりの単価比は、その $(BH)_{\max}$ の比と密度 (ρ) の逆比で表される。

このために、硬質磁性材料はどの種類においても一般的に硬くてもろい材質が多く、またそれらの製造工程も鋳造したり、焼結したり、熱処理したりして

表 2.1.6 異方性 RE-Co 合金の磁気特性と密度

| 材 料 | | 磁 気 特 性 ^{1),2)} | | | | リコイル 比透磁率 μ_{rec} | 密 度 g/cm ³ |
|--------------------------|--------|--|--------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|-----------------------------|--------------------------|
| 略 号 | コード番号 | 最大磁気 エネルギー積 (BH) ^{max} kJ/m ³ | 残留磁束密度 B _r mT | B 保磁力 H _{cB} kA/m | J 保磁力 H _{cJ} kA/m | | |
| | | 最 低 値 | | | | 代 表 値 | |
| | | RECo 80/80 ³⁾ | R5-1-1 | 80 | 650 | | 500 |
| RECo120/96 ⁴⁾ | R5-1-2 | 120 | 770 | 590 | 960 | 1.05 | 8.2 |
| RECo160/80 ⁵⁾ | R5-1-3 | 160 | 900 | 640 | 800 | 1.05 | 8.1 |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値

$$T_c = \text{approx. } 1000\text{K}$$

$$\alpha(B_r) = -0.045\%/K \quad \left. \vphantom{\alpha(B_r)} \right\} 273 \sim 373\text{K の温度区間}$$

$$\alpha(H_{cJ}) = -0.3\%/K$$

3) 代表的な組成はMMCo₅ (MMはセリウム系ミッシュメタル)4) 代表的な組成は SmCo₅5) 代表的な組成は (Sm₃Pr)Co₅

6) 表記の材料は単なる例示で、急速な開発の下でその他の材料が出現する。

最終に所定の寸法公差に入れるために研削仕上げが施されるのが普通である。この結果、寸法公差が厳しく要求される用途に対して加工コストが高価になり、ひいては製品コストの著しい上昇を招くことになる。また、複雑な形状や薄肉品を作りにくく、これらの加工上の欠点を改善して使用されはじめたのがボンド磁石であるが、磁気エネルギーはかなり犠牲にされているので、既述の $\frac{\text{円}}{\text{J}}$ のコストを見合いにして材料選択を図らねばならない。

ボンド磁石は、硬質磁性材料粉末をプラスチックやゴムなどの粘結剤と混合した上で成型されたもので、この粘結剤と硬質磁性材料粉末の種類によって分類されている。ボンド磁石は前述したように、寸法精度は高くなり、その後加工も容易となるが、その反面、非磁性物質の粘結剤を 2～15 wt% (容積%にすると 25～50%) 含むことになるので、鑄造磁石や焼結磁石に比べて劣った磁気特性を示す。IEC Publication 404-8-1 規格ではアルニコ磁石、希土類磁石及びフェライト磁石について規定されている(表 2.1.7, 表 2.1.9)。

2.2 硬質磁性材料の用途と選択のポイント

2.2.1 $B-H$ 減磁曲線と動作点

硬質磁性材料は普通単体で用いられる場合は極めて少なく、通常は軟質磁性材料、工業的には軟鋼と組み合わせて磁気空げきを有する磁気回路にして用いられる。最も簡単な磁気回路として、着磁されたリング状磁石(図 2.2.1)によってその空隙に磁界を作る場合を考えよう。漏れ磁束はないと仮定する。電流はないのでマックスウェルの方程式の一つであるアンペアの貫流則は

$$\int H \cdot ds = 0 \quad (2.7)$$

となる。磁石中の磁界は空げき磁界と逆の符号をとると約束して、式(2.7)をこの磁気回路に適用する第1の基礎方程式として

$$H_g L_g = H_m L_m \quad (2.8)$$

をうる。ここで、 H_g =空げきの磁界、 H_m =磁石中の減磁界、 L_g =空げきの長さ、 L_m =磁石の長さである。以下、 g 、 m という添字は同じように使用する

表 2.1.7 ボンド等方性アルニコ磁石の化学組成、磁気特性及び密度

| 材 料 | | 化学組成(除くバンダー)(wt%) | | | | | | 磁 気 特 性 ^{1),2)} | | | | リコイル 比透磁率 ・ μ_{rec} | 密 度 g/cm ³ | |
|------------|--------|-------------------|-------|-----|-------|-----|---------|--------------------------|--|------------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| 略 号 | コード番号 | Al | | Co | Cu | Ni | Ti | Fe | 最大磁気 エネルギー積 (BH) ^{max} kJ/m ³ | 残留磁束 密度 B _r mT | B保磁力 H _{cB} kA/m | J保磁力 H _{cJ} kA/m | 代 表 値 | 密 度 g/cm ³ |
| | | 代 表 値 | | | | | | 最 低 値 | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | |
| AlNiCo3/5p | R1-2-1 | 11~13 | 0~5 | 2~4 | 21~28 | 0~1 | balance | 3.1 | 280 | 37 | 46 | 2.0~3.0 | 5.3 | |
| AlNiCo5/6p | R1-2-2 | 9~13 | 12~17 | 2~6 | 18~24 | 0~1 | balance | 5.2 | 320 | 46 | 56 | 2.0~3.0 | 5.4 | |
| AlNiCo7/8p | R1-2-3 | 6~8 | 24~34 | 3~6 | 13~19 | 5~9 | balance | 7.0 | 340 | 72 | 84 | 2.0~3.0 | 5.5 | |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値は表2.1.1参照のこと。

表 2.1.8 ボンド異方性RE-Co合金の磁気特性と密度³⁾

| 材 略 号 | 材 料 コード番号 | 磁 気 特 性 ^{1),2)} | | | | リコイル 比透磁率 μ_{rec} | 密 度 g/cm^3 |
|------------|--------------|---|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|-----------------------------|------------------------|
| | | 最大磁気 エネルギー積 (BH) ^{max} kJ/cm^3 | 残留磁 束 密度 B_r mT | B保磁力 H_{cB} kA/m | J保磁力 H_{cJ} kA/m | | |
| | | 最 低 値 | | | | 代 表 値 | |
| RECo48/60p | R5-3-1 | 48 | 500 | 360 | 600 | 1.05 | 5.2 |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値は表2.1.6参照のこと。

3) 表記の材料は単なる例示で、急速な開発の下でその他の材料が出現する。

表 2.1.9 ボンド等方性及び異方性硬質フェライトの磁気特性と密度

| 材 料 | | 磁 気 特 性 ^{1),2)} | | | | | リコイル 比透磁率 μ_{rec} | 密 度 g/cm^3 |
|------------------------------|--------|--|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----|-----------------------------|-----------------|
| 略 号 | コード番号 | 最大磁気 エネルギー積 $(BH)_{max}$ kJ/m^3 | 残留磁束 密度 B_r mT | B 保磁力 H_{cB} kA/m | J 保磁力 H_{cJ} kA/m | | | |
| | | 最 低 値 | | | | | | |
| | | Hard Ferrite 1/18p 等 方 性 | S1-2-1 | 0.8 | 63 | 50 | 175 | 1.1 |
| Hard Ferrite 3/18p 等 方 性 | S1-2-2 | 3.2 | 135 | 85 | 175 | 1.1 | 3.8 | |
| Hard Ferrite 9/19p 異 方 性 | S1-3-1 | 9.0 | 220 | 145 | 190 | 1.1 | 3.4 | |
| Hard Ferrite 10/22p 異 方 性 | S1-3-2 | 10.0 | 230 | 165 | 225 | 1.1 | 3.5 | |

1) Sub-clause 3.1 参照。

2) Sub-clause 3.2 に述べられている付加的な磁気特性の代表値は表2.1.5を参照のこと。

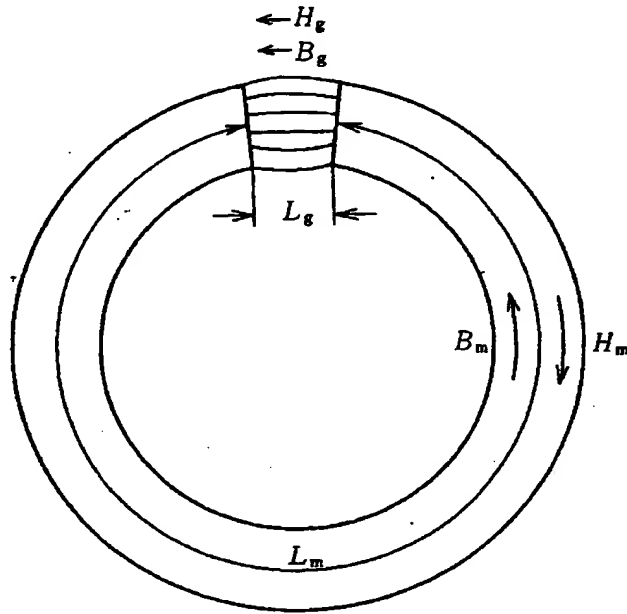


図 2.2.1 リング状磁石の磁気回路
(漏れ磁束がない場合)

る。もう一つの基礎方程式は $\text{div } B = 0$ ，すなわち磁束の連続性から導かれる。この第2の基礎方程式は

$$B_g A_g = B_m A_m \quad (2.9)$$

と表される。ここで磁束密度 B はそれぞれの断面積 A にわたって一様と仮定している。式(2.8)と補助方程式 $B_g = \mu_0 H_g$ を用いると

$$B_g A_g = H_m L_m / \{L_g / (\mu_0 A_g)\} \quad (2.10)$$

となる。これを磁気回路におけるオームの法則と呼び，その各項を

$$\text{磁石の起磁力} : F_m = H_m L_m \quad (2.11)$$

$$\text{空けきの磁束} : \phi_g = B_g A_g \quad (2.12)$$

$$\text{空けきの磁気抵抗} : R_m = L_g / (\mu_0 A_g) \quad (2.13)$$

と定義する。磁気抵抗の逆数をパーミアンスと呼び P で表す。式(2.8)と式(2.9)を組み合わせると，この回路のパーミアンスは

$$P = \phi_g / F_m = \mu_0 A_g / L_g = (B_m / H_m) (A_m / L_m) \quad (2.14)$$

となる。空けきの磁気抵抗あるいはパーミアンスはその形状のみに依存する

が、式(2.14)の最後の式に見るように、これはまた磁石の状態 (B_m , H_m) とその寸法 (A_m , L_m) だけで表される。そこで、

$$p = B_m / (\mu_0 H_m) = (P / \mu_0) / (A_m / L_m) \quad (2.15)$$

によってパーミアンス係数 p を定義しておくと、磁気回路の設計上に便利である。 B_m と H_m の関係が $B - \mu_0 H$ 減磁曲線で図 2.2.2 のように与えられるとき、パーミアンス係数 p から求められるパーミアンス線 $B_m / \mu_0 H_m = p$ ($\mu_0 H$ 軸と $\alpha = \tan^{-1} p$ をなす直線) と $B - \mu_0 H$ 減磁曲線の交点 A が磁石の動作点 (B_m , H_m) を与える。以上のような簡単な磁気回路で式(2.14)から

$$p = (A_g / L_g) / (A_m / L_m) \quad (2.16)$$

となるが、一般の磁気回路のパーミアンス係数又はパーミアンスを求めるのは容易ではない。

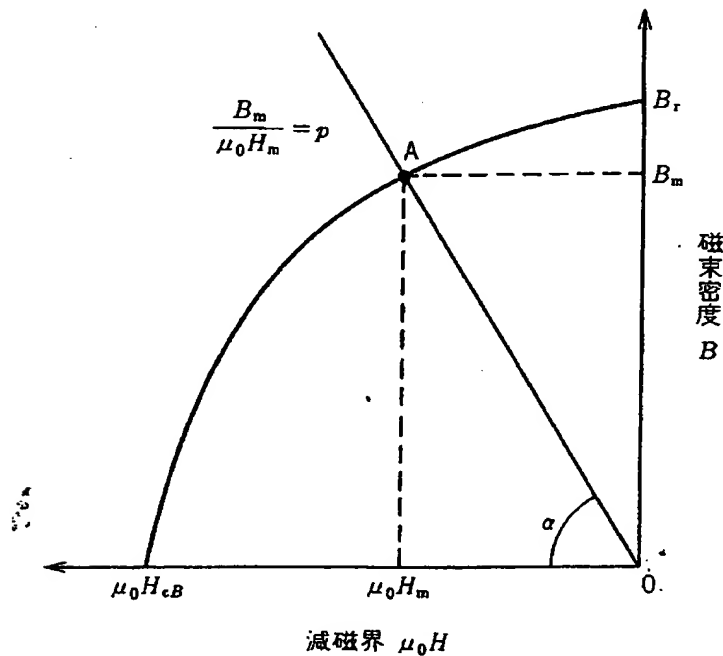


図 2.2.2 パーミアンス係数 p によって磁石の減磁曲線上の動作点 (B_m , H_m) を求める作図

これまでの議論では漏れ磁束がないと仮定したが、実際の磁石では図 2.2.3 (a) のように漏れ磁束が存在し、それは磁極周辺部で特に著しい。漏れ磁束 ϕ_l と有効空隙磁束 ϕ_g が同じ起磁力 F_m から並列に作られると考えれば、オームの法則により

$$\phi_m = \phi_g + \phi_l = (P_g + P_l)F_m \quad (2.17)$$

ここで、 P_g と P_l はそれぞれ空けきパーミアンスと漏れパーミアンスである。漏れ係数 σ を

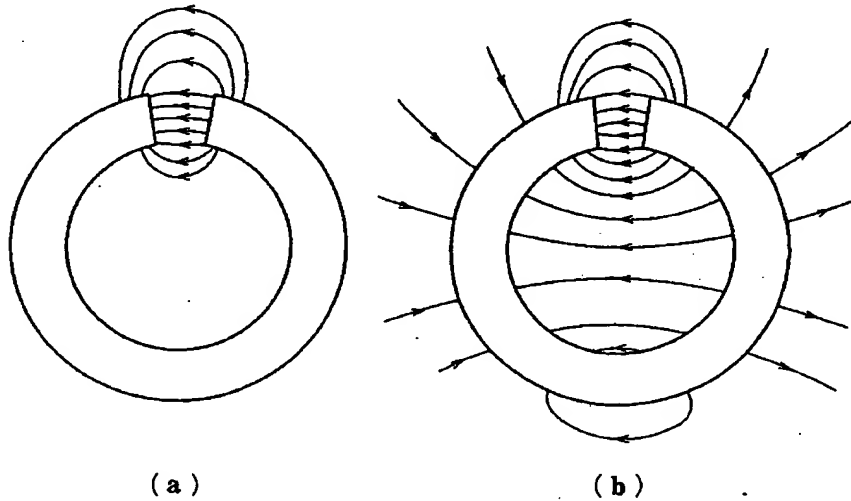
$$\sigma = \phi_m / \phi_g = 1 + (\phi_l / \phi_g) = 1 + (P_l / P_g) \quad (2.18)$$

によって定義する。更に図 2.2.3 (b) のように、空けき周辺部以外にも磁石全面にわたってわずかながら磁束の漏れが存在する。これについては分布した起磁力が分布した漏れ磁束を作ると考えられるので、その取扱いは複雑になる。

図 2.2.1 の磁石の一部が軟鋼ヨークに置き換えられた場合を考えよう。その場合には式(2.8)は

$$H_g L_g + H_y L_y = \gamma H_g L_g = H_m L_m \quad (2.19)$$

と書き直される。ここで、 L_y 、 H_y はそれぞれ軟鋼ヨークの長さ及びその中の



(a) リング状磁石における有効空けき磁束と極周辺の漏れ磁束

(b) 分布した漏れ磁束も加えた全磁束の図示

図 2.2.3

磁界であり、 r は起磁力損失係数と呼ばれる。軟鋼ヨークあるいは磁気回路の接合部に含まれる空げきなどのために磁石本来の起磁力 $H_m L_m$ は $1/r$ に低下することになる。通常の磁気回路は $1 \leq r \leq 1.3$ の程度であり、漏れ係数 σ に比べるとむしろ小さな補正係数と見てよい。

電磁気学によれば媒質中の静磁エネルギー密度は $(B \cdot H)/2$ で表される。磁石が空気中にある場合、その静磁エネルギーを全空間にわたって積分すると、常に

$$(1/2) \int_{\text{全空間}} B \cdot H dV = 0 \quad (2.20)$$

となる。したがって

$$(1/2) \mu_0 \int_{\text{磁石外部}} H^2 dV = -(1/2) \int_{\text{磁石内部}} B H dV \quad (2.21)$$

磁石内部では H と B の向きは反対となるから右辺の式は正の値をとる。そこで磁石中の磁界だけを $H_m = -H$ として逆符号にとり、減磁界で表すことにする。磁石中で磁束密度 B_m 、減磁界 H_m がその体積 V_m にわたって一様であると仮定すると、式(2.21)は

$$(1/2) \mu_0 \int_{\text{磁石外部}} H^2 dV = (1/2) B_m \cdot H_m dV \quad (2.22)$$

となる。この式からわかるように、磁石が外部空間に作る静磁界の全エネルギーは $(V_m/2) B_m H_m$ で与えられる。これが磁石の磁気エネルギーであるが、磁石のエネルギー考察では多くの場合 $V_m/2$ の因子を落として $B_m H_m$ を磁気エネルギー積（又は単にエネルギー積）と呼んでいる。図2.2.2の $B - \mu_0 H$ 減磁曲線上で OA をパーミアンス係数線とすれば、そのこう配は $\alpha = \tan^{-1} p = \tan^{-1}(B_m / \mu_0 H_m)$ で与えられ、長方形 $B_m A \mu_0 H_m 0$ の面積がその磁石の磁気エネルギー積を表す。 OA を $\alpha = 0$ すなわち $\mu_0 H$ 軸から $\alpha = \infty$ すなわち B 軸まで動かして、 $B - \mu_0 H$ 減磁曲線との交点における磁気エネルギー積を求め、その最大値を最大磁気エネルギー積 $(BH)_{\max}$ と呼ぶ。

2.2.2 静的磁気回路

(1) 磁界標準器

永久磁石と軟鉄ヨークを組み合わせて空げきに一定の磁界を作る装置が磁界標準器としてガウスメータの校正などにしばしば用いられる。図2.2.4はその装置の一例である。これが $\geq 10^5$ A/mのかかなり高い標準磁界を安定に供給することができるようになったのは、磁石材料に関する諸技術の進歩によるものである。高磁界を作るにはその磁気回路で使用されるヨークは飽和に近い状態にまで磁化されなければならない。そのような場合の磁気回路の計算法を以下に説明しよう。

図2.2.5(a)において、対向するテーパ磁極（軟鉄）がそれに接合する磁石（アルニコ）によって飽和近くまで磁化されるとすれば、その飽和への漸近の程度に依存して磁極ヨークの透磁率は低下する。それを考慮するために、図のように磁極を適当な間隔 Δz で n 枚に輪切りにした状態を考える。中心部の空げきの諸量には g の添字と右肩の (0) の記号をつけ、また i 番目のヨークスライスの諸量には y の添字と右肩の (i) の記号をつけることにする。ただ

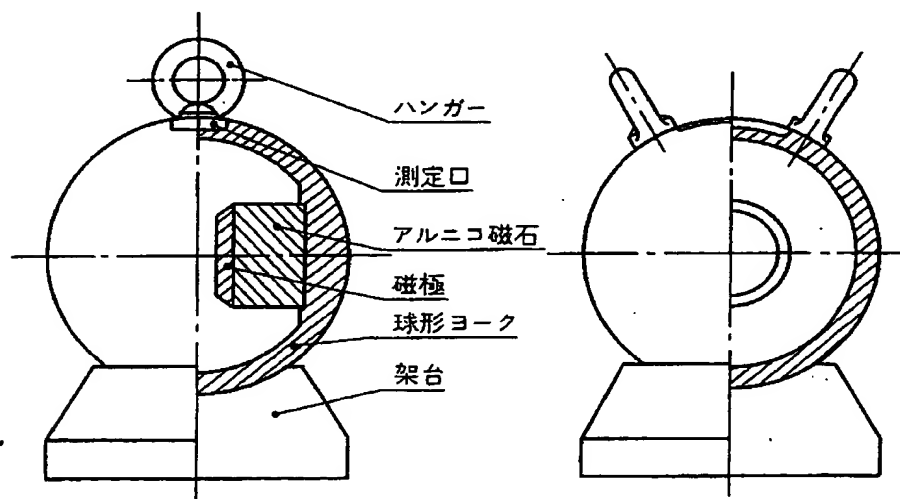
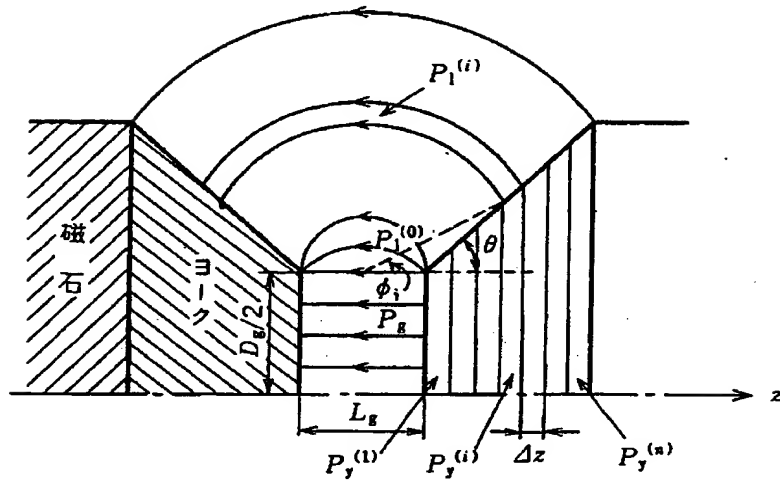
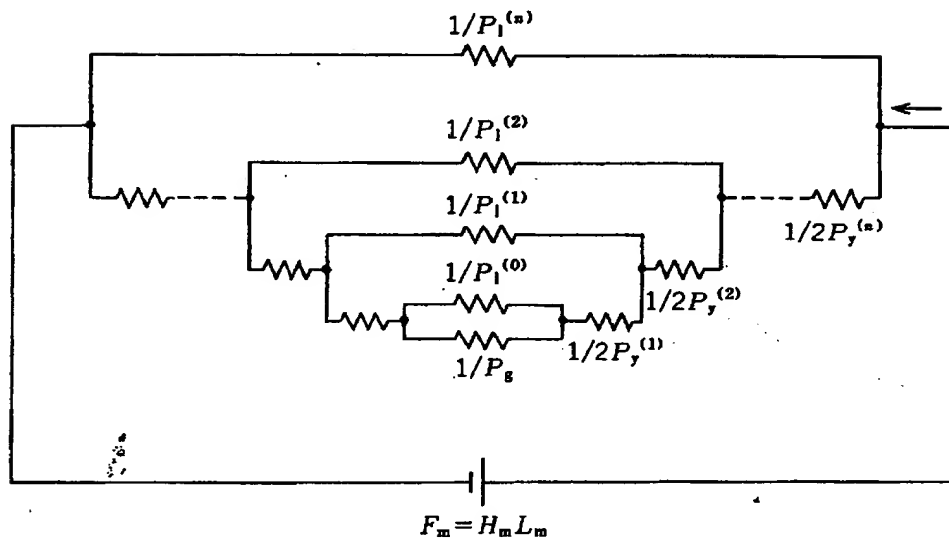


図 2.2.4 磁界標準器



(a) 磁界標準器の磁極付近のパーミアンスの分割



(b) 等価回路表示

圖 2.2.5

し, $i=1, 2, \dots, n$ である。

中心部空けきには, 図のように対向した磁極面間の空けきパーミアンス P_g と周辺部の漏れパーミアンス $P_l^{(0)}$ を考える。特に後者については近似を適用して用いれば,

$$\left. \begin{aligned} P_g^{(0)} &= \mu_0 A_g / L_g \\ P_l^{(0)} &= \mu_0 (0.36 L_g + 0.84 D_g) \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

また, 第1のスライスと中心空けきとの間の磁束の連続性より, 式(2.18)を用いて

$$\Phi_y^{(1)} = \Phi_g^{(0)} \left(1 + \frac{P_l^{(0)}}{P_g^{(0)}} \right) \quad (2.24)$$

ここで $\Phi_y^{(1)} = B_y^{(1)} A_y^{(1)}$, $\Phi_g^{(0)} = B_g A_g$ である。次に i 番目 ($i \geq 2$) のスライスに注目すると, そのヨークスライスのパーミアンス $P_y^{(i)}$ と周辺部の漏れパーミアンス $P_l^{(i)}$ はそれぞれ,

$$P_y^{(i)} = \frac{\mu_y^{(i)} \mu_0 A_y^{(i)}}{\Delta z} \quad (2.25)$$

$$\left. \begin{aligned} P_l^{(i)} &= \frac{2\pi}{(\pi - 2\phi_i)} \cdot \frac{(1 + \tan \phi_i \tan \theta)}{(1 + \tan^2 \phi_i)} \left[\frac{D_g}{2(i-1)\Delta z} + \frac{2}{(\pi - 2\phi_i)} \right] \Delta z \\ \phi_i &= \tan^{-1} \left[\frac{2(i-1)\Delta z}{L_g + 2(i-1)\Delta z} \cdot \tan \theta \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

で与えられる。ここで $\mu_y^{(i)}$ は i 番目のスライスの透磁率で,

$$\mu_y^{(i)} = \frac{B_y^{(i)}}{\mu_0 H_y^{(i)}} \quad (2.27)$$

で与えられる。また θ はデーバ磁極の半頂角, ϕ_i は図に示すような円周形磁路の中心と i 番目のスライス端面を結ぶ線の傾角である。 $(i+1)$ 番目と i 番目の間の磁束の連続性から

$$\Phi_y^{(i+1)} = \Phi_y^{(i)} \left(1 + \frac{P_l^{(i)}}{P_y^{(i)}} \right) \quad (2.28)$$

ここで,

$$\phi_y^{(i)} = A_y^{(i)} B_y^{(i)} = \pi \left(\frac{D_g}{2} + (i-1) \Delta z \tan \theta \right)^2 B_y^{(i)} \quad (2.29)$$

である。更に i 番目のスライスに外側からかかる起磁力は

$$F^{(i)} = H_g L_g + 2 \Delta z \sum_{j=1}^i H_y^{(j)} \quad (2.30)$$

で与えられる。

以上のようにして、磁石間のヨークと空げきに対するパーミアンスの分布は、図 2.2.5 (b) の等価回路で記述できる。ここではパーミアンスの逆数である磁気抵抗の回路網が描かれ、 $H_m L_m$ は 2 個の磁石の全起磁力である。回路網の計算に当たって問題になるのは式 (2.27) で与えられる透磁率の数値である。ヨーク材について実測される磁化曲線から $\mu_y = f(B_y)$ が与えられるので、式 (2.24)、式 (2.28)、式 (2.29) を用いて、逐次計算を進めれば、各スライスの透磁率 $\mu_y^{(i)}$ を順次決定することができる。一般に i が大きくなるにつれて $B_y^{(i)}$ の値は次第に小さくなる。軟鉄の場合 B_y が 1.5 T 以下になれば μ_y は十分に大きな数値になるので、それ以上の大きな i のスライスについては $1/P_y^{(i)} \sim 0$ と見なしてさし支えない。

いま中心空げきの磁束密度 B_g が与えられたとすれば、上の方針に従って逐次計算を進めて、最終 n 番目のスライス $B_y^{(n)}$ 及び $F^{(n)}$ を計算することができる。 n 番目のヨークスライスと磁石を結ぶ関係式は

$$A_m = \frac{\sigma_m A_y^{(n)} B_y^{(n)}}{B_m} \quad (2.31)$$

$$L_m = \frac{r_m F^{(n)}}{H_m} \quad (2.32)$$

で与えられる。ここで σ_m 、 r_m は磁石部分の漏れ係数と起磁力損失係数、 B_m 、 H_m は永久磁石の動作点である。

一般に磁界標準器には温度変化が小さい材料としてアルニコ合金が使用される。温度変化を更に小さくするために整磁合金を併用することもある。また外部磁界の影響を小さくするために、外側のヨークを球状にする。組立て後に安

定化減磁を施し、最後に NMR 法などによって精密な校正値が与えられる。

(2) スピーカの磁気回路

静的磁気回路の実用例として特に関心の高いものにスピーカがある。これは磁石の用途の代表的なものであるのみならず、磁気回路の設計例としても典型的なものといえることができる。スピーカとしては能率、周波数特性、ひずみ特性、過渡特性、許容入力、指向特性などの各種の性能について検討を要求されるが、そのうち能率は磁気回路の設計と密接に結びつく重要な性能指数である。

スピーカの能率 η は放射される音響出力と加えられる電気入力の比で定義されるが、これは空げき磁束密度の二乗とボイスコイルの体積とに比例する。コイルがその空げき中に収められることを考えれば、 η は (空げき磁束密度) $^2 \times$ (空げき体積) = 空げき磁気エネルギーにほぼ比例する。したがってスピーカの磁気回路の設計は与えられた条件の下で大きな空げき磁気エネルギーを作ることが目標となる。

スピーカ用磁気回路は内磁型と外磁型の二つに大別される。それぞれの構成を図 2.2.6 (a) 及び (b) に例示した。内磁型では磁石は円柱状で主に異方性アル

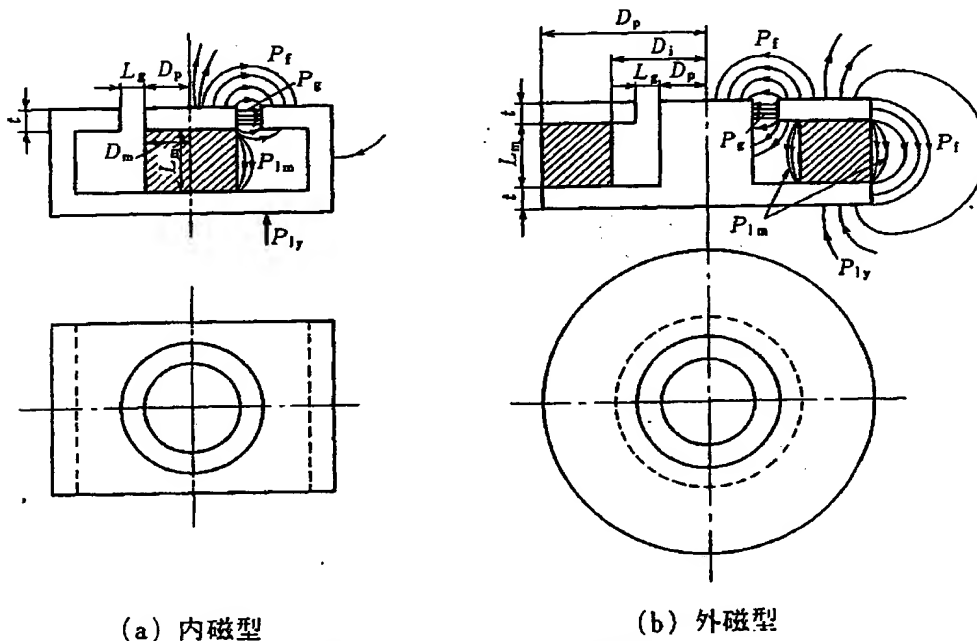


図 2.2.6 スピーカの構造

ニコ磁石が用いられるのに対し、外磁型では磁石はリング状で主に異方性バリウムフェライトが用いられる。

磁石と軟鉄ヨークによって構成されるこれらの磁気回路の設計には、前節で述べたパーミアンスの近似計算法が有効である。空げき磁束の計算に当たって考慮すべき漏れ磁束の分布状況は図 2.2.6 (a), (b) にそれぞれ模式的に記入されている。内磁型の場合にその全パーミアンス P_T は

$$P_T = P_g + P_f + P_{lm} + P_{ly} \quad (2.33)$$

である。ここで P_g , P_f , P_{lm} 及び P_{ly} はそれぞれ空げきパーミアンス, 空げき周辺の漏れパーミアンス, 柱状磁石側面の漏れパーミアンス及びヨーク側面の漏れパーミアンスである。外磁型では

$$P_T = P_g + P_f + P'_f + P_{lm} + P_{ly} \quad (2.34)$$

となり、前者に比べて磁石の外側に漏れる磁束がかなり大きく、この部分のパーミアンスへの寄与を P'_f で表した。適切な近似計算によって各パーミアンスを求めると

$$\sigma = \frac{P_T}{P_g} \quad (2.35)$$

として漏れ係数 σ が決定され、

$$B_g = \frac{A_m B_m}{\sigma A_g} = \frac{\mu_0 L_m H_m}{r L_g} \quad (2.36)$$

によって材料設計が可能となる。ここでは r は起磁力損失係数で普通は 1.1 程度であるが、ヨークが飽和に近づくときにはかなり大きくなるので注意を要する。式(2.36)から磁石のパーミアンス係数 μ は

$$\mu = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} = \frac{L_m A_g}{L_g A_m} \cdot \frac{\sigma}{r} \quad (2.37)$$

となる。

内磁型と外磁型を比較するために、図 2.2.6 において磁極直径 $D_p = 25$ mm, 空げき長 $L_g = 1$ mm, 空げき厚さ $t = 4$ mm とし、磁石材料として現在の JIS 規格の MCB-580 (異方性アルニコ) 又は MPB-380 (異方性フェライト) を

用いるとして、 $B_g=0.8\text{Wb/m}^2$ の空げき磁束密度を保証する内磁型及び外磁型のスピーカ磁気回路を設計してみよう。各パーミアンスの近似計算式をプログラムに組み込んでコンピュータで得られた結果を表2.2.1に示す。図2.2.7はそれに基づいて描いた磁気回路の構成図である。図(a)～(d)が表中の記号に対応する。漏れ係数に関しては(a)<(d)<(c)<(b)、磁石重量に関しては(a)<(c)

表 2.2.1 同一空げき条件 ($D_p=\phi 25\text{mm}$, $L_q=1\text{mm}$, $t=4\text{mm}$, $B_g=0.8\text{Wb/m}^2$)
で設計した種々のスピーカの構造諸元

| 磁気回路 磁石の 種類 計算項目 | 内磁型磁気回路 | | 外磁型磁気回路 | |
|---------------------------|-----------------------|----------------------|------------------------------------|-------------------------------------|
| | (a) MCB-580 | (b) MPB-380 | (c) MCB-580 | (d) MPB-380 |
| 所要磁石形状(mm) | $\phi 25 \times 16.5$ | $\phi 57 \times 8.0$ | $\phi 49 \times \phi 40 \times 16$ | $\phi 60 \times \phi 30 \times 8.4$ |
| 磁石重量(g) | 58 | 103 | 74 | 89 |
| パーミアンス係数 | 18.9 | 2.6 | 18.2 | 2.7 |
| σ | 1.8 | 2.8 | 2.4 | 2.3 |
| γ | 1.1 | 1.1 | 1.1 | 1.1 |

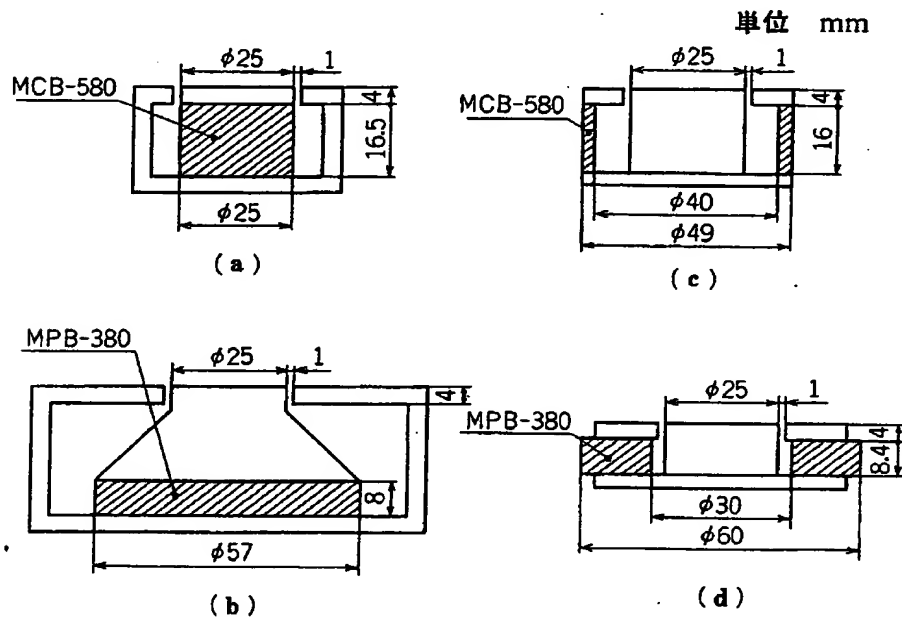


図 2.2.7 スピーカの設計例、同一空げき磁束を与える
種々のスピーカ構造を示す

＜d＞＜b＞である。以上の結果はアルニコでは内磁型が、フェライトでは外磁型が有利であることを示唆している。しかしながら、スピーカ外部への漏れ磁束が有害であるような小型ラジオやテレビ、特にカラーテレビにはもっぱら内磁型が用いられる。最近では外磁型の回路で底面ヨークにもう一つの板状磁石を貼り合わせたり、あるいはシールドヨークをつけることによって、外部漏れ磁界を下げることも考案され、価格の低いフェライトを利用する外磁型のスピーカが普及しつつある。

（3）電子レンジ用マグネトロン

電子レンジはマグネトロンから放射される 2.45 GHz の極超短波を導いて食品中の水分子を分子共鳴によって直接加熱する装置である。マグネトロン全体の構造は電波を発振するキャビティを中心として冷却ファン、アンテナ、入力側からの電波の漏れを防ぐためのフィルタ回路、及びキャビティ内に静磁界を作るための永久磁石とヨークからなる磁気回路で構成される。図 2.2.8 はその中心部の構造である。マグネトロンは中心軸の陰極のまわりに円筒対称の陽極を持つ 2 極真空管で、その軸方向に一様な静磁界が永久磁石によって供給されている。図 2.2.8 ではその磁極片の部分のみが描かれている。

加熱された陰極から放射される熱電子が陽極に向かって進行するとき、磁界によるローレンツ力によってその軌道が曲げられる。ある臨界条件の下では電子は陽極に達しないで陰極のまわりを回転する。このような回転運動する電子

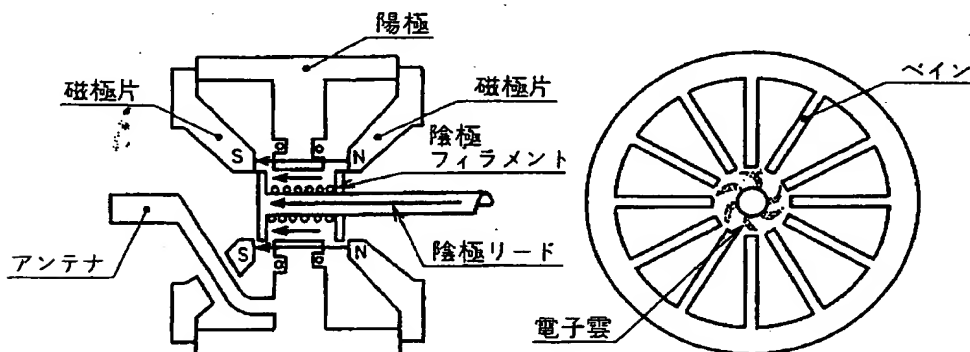


図 2.2.8 マグネトロンの構造

集団（電子雲）は図の右に示すような分割された陽極ベインにより、周期的な加速を受けて密度変調される。この密度変調した電子雲が陽極、更にアンテナを通じて電磁波を放射する。

現在、家庭用として普及しているマグネトロンの出力は 600~800 W で、それに要求されるキャビティ空間の磁束密度は $0.15 \sim 0.18 \text{ Wb/m}^2$ である。これを供給するための磁気回路として更に次のような条件が課せられる。

- ① 陽極の熱電子放射面積を大きくするために、磁極間げき L_z を大きくしなければならないので、その磁気回路の起磁力には 200~250 kA という大きな値が要求される。
- ② 高温（ $\sim 2300^\circ\text{K}$ ）のフィラメントを持つ陰極を収容するために、磁極片中央には約 $\phi 10 \text{ mm}$ の孔を備え、しかもその電子雲の存在する領域として $\phi 5 \sim 15 \text{ mm}$ の範囲にできる限り均一な軸方向の磁界を作らなければならない。これらを考慮すれば磁極片の先端の外径を $\phi 16 \text{ mm}$ 程度に絞らねばならない。その結果として必然的に磁極空げきパーミアンスが低下し、漏れ磁束が増加する。現行の最も合理的に設計された磁気回路構成においても、その有効磁束は磁石の全磁束の 2~3% に過ぎない。
- ③ 小さな陽極キャビティ内で 1~1.2 kW の電力消費があるので温度上昇は不可避で、ファンなどによる強制冷却を行っても磁極の表面温度は $100 \sim 150^\circ\text{C}$ となる。したがって、そのような温度上昇を見込んで磁気回路を設計しなければならない。

上述のような条件に基づいて、初期にはアルニコ磁石を使用した外磁型磁気回路を持つマグネトロンが開発され実用化された。しかし最近では、磁気回路と冷却方式の改良によってフェライト磁石を用いた内磁型のものがわが国で開発され、マグネトロン用磁気回路の主流となっている。

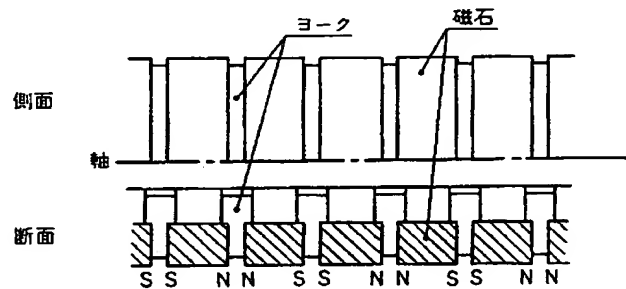
（4） 進行波管への応用

近年、テレビ電波の中継、多重電話回線など、マイクロ波通信の広い分野において増幅器として進行波管が多用されている。進行波管の基本構造は電子銃（陰極）、らせん形の導体及びコレクタ（陽極）からなる 3 極真空管である。そ

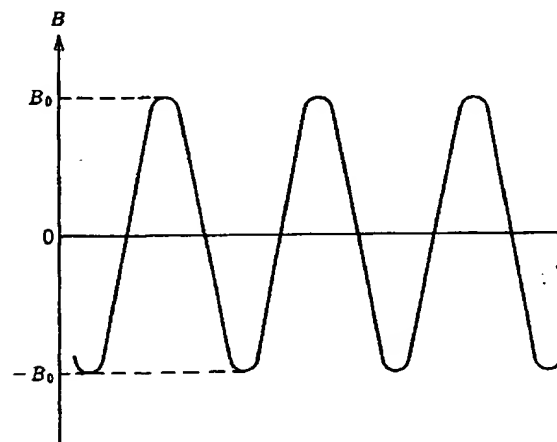
の外側にはソレノイドあるいは磁石を含む磁気回路が置かれ、これによって軸方向の静磁界が供給される。らせん形導体は遅延回路として働き、また軸方向の磁界は電子ビームを集束してらせんの内側に閉じ込める役割を果たす。

増幅さるべきマイクロ波がらせん形導体にのせられると、電波はらせん形導体にそって光速度で進む。らせんのピッチを加減することにより電波の軸方向の速度成分を電子流の速度とほぼ同程度に遅延することができる。このような状態で高周波電流を電子流といっしょに進行させると相互の干渉によって(速度変調を密度変調に変えることによって)出力電波を増幅することができる。

当初は軸方向に長い均一磁界がソレノイド又は管状磁石によって供給される型式がとられたが、重量的に不利なために最近では軸方向の周期的な磁界を用いる方法が採用されるようになった。図2.2.9はその磁気回路の構成と軸上の



(a) 進行波管用磁気回路



(b) 軸上磁界分布

図 2.2.9

磁界分布を示す。電子ビームに対する軸方向の磁界の向きによらず、軸磁界はビームの集束効果を示す。しかしながら、均一磁界法では磁気回路の重量の所要磁界の長さの三乗に比例するのに対し、周期的磁界法では磁界の長さに比例するので、著しく重量を低減させることができる。また漏れ磁界も後者の方が小さい。図 2.2.9 においてヨークは軸上の磁界を強めるのに有効であると同時に、各磁石の局部的な磁気特性を平均化するのにも役立っている。

軸方向の磁界の最高値は使用する磁石の H_{CB} で制約される。重量の点から考えれば磁石の動作点が $(BH)_{\max}$ 点付近にくるようにすべきであるが、軸方向の磁界を上昇するためには動作点を H_c 点に近づけることが望ましい。高出力の進行波管では発熱が避けられないので磁石の温度係数も問題となる。現在では Alnico 8, Ticonal 2000 級の高保磁力アルニコ, Sr フェライト, 更に希土類コバルト磁石などの高保磁力材料が使用されている。

2.2.3 動的磁気回路

(1) 吸着磁石

馬蹄型磁石に軟鉄片を吸着する動作を解析しよう。図 2.2.10 の減磁曲線において、磁石単体の動作点を $A_1 (B_1, H_1)$, そのパーミアンス係数を $\mu_1 = B_1/\mu_0 H_1$ とする。この状態では全磁束が漏れ分と見られるから、 μ_1 は漏れパーミアンス係数である。いま鉄片が接近するとき、磁石側から見ればそのパーミアンス係数は μ_2 まで上昇し、その動作点はリコイル線 $A_1 B_p$ に沿って $A_2 (B_2, H_2)$ に達する。その間において漏れパーミアンスは変わらないと仮定すれば (近似的にはこの仮定は許される), 磁石の全磁束 B_2 のうちで $B_1 = CH_2$ が漏れ分, 残りの $B_2 - B_1 = A_2 C$ が吸着動作にあずかる有効分と考えられる。点 A_2 における磁石のエネルギー積 $B_2 H_2$ のうち, この有効に働く部分 (図中の影の部分)

$$E_r = (B_2 - B_1) H_2 \quad (2.38)$$

を有効リコイル積と呼ぶ。与えられた点 A_1 に対して E_r ($\triangle B_p A_1 O$ に内接する四辺形の面積) は点 A_2 が $A_1 B_p$ の中点にあるとき最大となり, E_r の最大値は

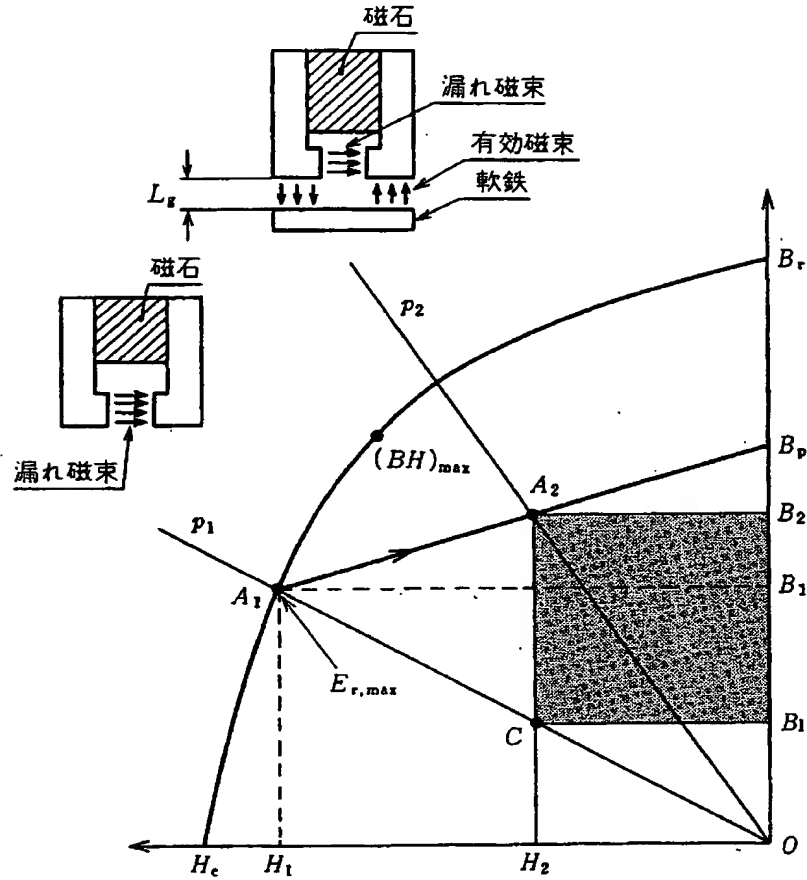


図 2.2.10 吸着磁石動作に関する \$B\$-\$H\$ 線図

$B_p H_1$ の $1/4$ に等しい。その最大値は点 A_1 の位置、したがって磁石回路の形状に依存する。その絶対最大値は最大リコイル積 $E_{r,max}$ と呼ばれ、動的応用上に重要な磁石材料の定数の一つである。簡単な計算により、

$$E_{r,max} = \frac{[(B_1 + \mu_0 H_1) H_1]_{max}}{4} \quad (2.39)$$

となり、 $(BH)_{max}$ を与える動作点よりもいくらか下の点で $E_{r,max}$ が得られる。その値は $(BH)_{max}/4$ よりも大きい。多くの材料についてよい近似で、

$$E_{r,max} \approx \frac{(BH)_{max}}{4} \left(1 + \mu_r \pi \frac{H_c}{B_r} \right) \quad (2.40)$$

と書くことができる。理想的な磁石では $\mu_0 H_c = B_r$, $\mu_r = 1$ であるから $E_{r, \max} = 1/2 \cdot (BH)_{\max}$ に等しい。

さて、吸着力 F と空けき長 L_g との関係は、図 2.2.11 のようになる。鉄片が磁石に密着するときの力が最大となるが、その間に厚紙を 1 枚入れてもその力は急激に低下する。マグネチックチャックのような例は別として、一般の吸着力の応用では、ある程度の大きさの L_g における安定な動作が要求されるので、密着した場合の F_{\max} のみに注目して設計することは正しくない。そこで減磁曲線上の動作と $F-L_g$ 曲線の関係を考えてみよう。

鉄片を引き離すことは磁石動作点がリコイル線上を B_r から A_1 に進むことに対応する。密着状態から鉄片を十分遠くに取り去るための仕事は図 2.2.11 で曲線と両軸に囲まれる部分の面積に等しく、また図 2.2.10 では $\triangle B_r A_1 O$ の面積 \times 磁石体積 (V_m) に等しい。動作点が A_2 にあるとき、有効な空けきに蓄えられる磁気エネルギーは四辺形 $A_2 B_2 B_1 C$ の面積 $\times V_m / 2$ であり、これは図 2.2.11 では影をつけた長方形の面積に等しい。したがって $F-L_g$ 曲線上に一つの頂点を持ち両軸上に 2 辺を持つ長方形のうちで、最大面積を有するものが、図 2.2.10 におけるリコイル積 (影の部分) の面積を最大にするものに対応する。吸着磁石の設計に当たってはしばしば最大リコイル積、換言すれば $F \cdot L_g$ の値を大きくすることが目的とされるが、力だけに注目すればその点では決して最大とはならず、いつも $L_g = 0$ で F は最大となる。デバイスに応じて適切

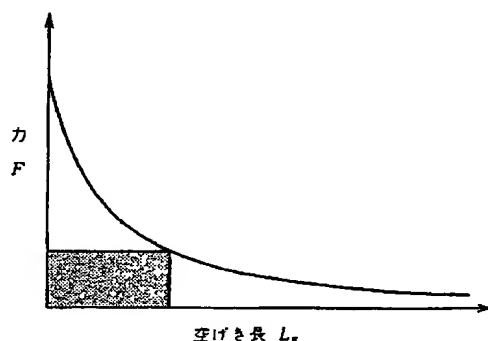


図 2.2.11 $F-L_g$ 曲線 (吸着力曲線)

にその基準を定めるべきである。

ここで、 $F-L_g$ 曲線を解析しておこう。鉄片が断面積 A_g 、磁束密度 B_g の一様な空けき磁束の中で受ける力は、

$$F = \frac{B_g^2 A_g}{2\mu_0} \quad (2.41)$$

で与えられる。

動作点 A_2 で磁束密度 $(B_2 - B_1)$ 、減磁界 H_2 の磁石が全く漏れなしに外部に $B_g = \mu_0 H_g$ を作ると考えれば、式(2.8)と式(2.9)によって

$$H_g L_g = H_2 L_m \quad (2.42)$$

$$B_g A_g = (B_2 - B_1) A_m \quad (2.43)$$

となる。ここで A_m 、 L_m は磁石の断面積と長さである。式(2.42)は鉄片の透磁率が十分に大きいとの仮定の下に成り立つが、鉄片が飽和に近づくときはこの右辺を起磁力損失係数 r で割らなければならない[式(2.19)参照]。図 2.2.10 において

$$B_2 - B_1 = B_p - \mu_r \mu_0 H_2 \quad (2.44)$$

$$B_1 = \mu_1 \mu_0 H_2 \quad (2.45)$$

であるから、式(2.44)、式(2.45)を用いて式(2.42)、式(2.43)から H_2 、 B_2 を消去し、 $B_g = \mu_0 H_g$ と L_g との関係をまとめると

$$B_g = \frac{B_p}{A_g/A_m + (\mu_r + \mu_1) L_g/L_m} \quad (2.46)$$

となり、これを式(2.41)に代入すると

$$F = \frac{B_p^2 A_g / 2\mu_0}{[A_g/A_m + (\mu_r + \mu_1) L_g/L_m]^2} \quad (2.47)$$

これは

$$F = \frac{1}{(a + b L_g)^2} \quad (2.48)$$

の形で表すことができる。そのグラフが図 2.2.11 で示されている。また、式(2.41)、式(2.43)を用いると

$$F \cdot L_s = \frac{1}{2} \cdot H_s L_s B_s A_s = \frac{1}{2} E_r \cdot V_m \quad (2.49)$$

で、 $F \cdot L_s$ はリコイル積と磁石体積 $V_m = L_m A_m$ とに比例することがわかる。

以上は最も単純な吸着磁石の動作を取り扱ったものであるが、各種のデバイスに応じてこれを基礎として適切な動作解析が行われる。

(2) 磁気カップリング

磁石の吸着力を利用して空間をへだててトルクを伝達する装置を磁気カップリングと呼んでいる。その原理と構造に関して種々の型のものが開発されているが、ここで取り上げる同期型カップリングは二つの磁石の異極間の吸着力を利用するもので、伝達効率が最も高い。

図 2.2.12 のような 2 個のリング状平板磁石（上下方向に 4 極着磁）で、それぞれの異極が向かい合った状態から出発して相対的に角 θ だけ回転した配置で従動側の受けるトルクを解析しよう。簡単なために理想的永久磁石（ $\mu_r = 1$, $B_r = \mu_0 H_c$ ）を考えると

$$B = B_r - \mu_0 H \quad (2.50)$$

の直線で与えられる。磁石間距離を L_s 、平均半径を r とすると、正しく向き合う位置から θ だけ回転するとき、極間距離は L_s から $\sqrt{L_s^2 + (r\theta)^2} = L_s / \cos \phi$ に増加する。ここで $\phi = \tan^{-1}(r\theta/L_s)$ である。そのとき、減磁曲線上で動作点は A_2 から A_1 へ移行するとし、図 2.2.10 の場合と同じように考えれば、その回転に要する仕事 W は $(\Delta O A_2 A_1) \times V_m$ に等しい。理想的な磁石では $B_p = B_r$ であるから

$$W = \frac{1}{2} V_m B_r (H_1 - H_2) \quad (2.51)$$

ここで、 H_1 , H_2 はそれぞれ A_1 , A_2 に対応する減磁界、 V_m は磁石の全体積で、 $2A_m L_m$ に等しい。漏れ磁束はないとし、また $A_m = A_s$ と仮定して基礎方程式式(2.8)、式(2.9)と式(2.50)、式(2.51)を組み合わせると

$$W = \frac{1}{2\mu_0} V_m B_r^2 \left\{ \frac{1}{1 + (L_m/L_s) \cos \phi} - \frac{1}{1 + L_m/L_s} \right\} \quad (2.52)$$

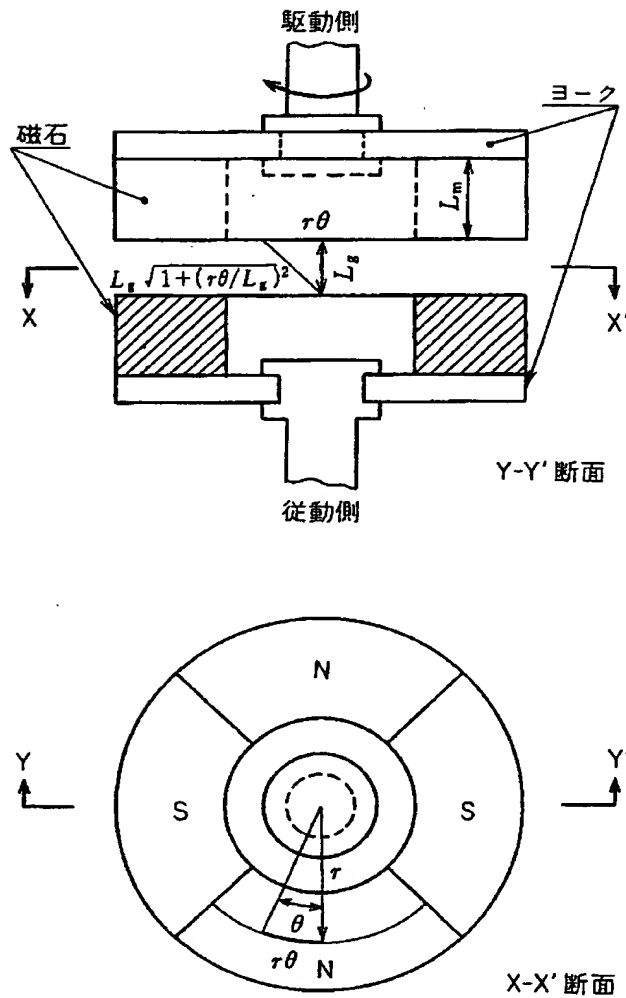


図 2.2.12 同期型磁気カップリングの図解

磁気トルク T_m は

$$T = -\frac{\partial W}{\partial \theta} = -\frac{1}{2\mu_0} V_m B_r^2 \frac{L_m r}{L_g^2} \cdot \frac{\sin \phi \cos^2 \phi}{[1 + (L_m/L_g) \cos \phi]^2} \quad (2.53)$$

と計算される。右辺の ϕ の関数を調べると T は $-a \sin 2\phi$ に似た変化を示し、 L_m/L_g に依存するある ϕ_m で、最大トルク T_m に達する。例えば $L_m/L_g = 3$ として数値計算すると、 $\phi_m = 50.4^\circ$ で最大トルク

$$T_m = 1.32 \times 10^5 \cdot A_m r B_r^2 \text{ [N} \cdot \text{m]}$$

に達する。実際には漏れ磁束や、起磁力損失のために T は低下するが、式(2.18)、式(2.19)に従って

$$A_g B_g = \frac{B_m A_m}{\sigma}$$

$$H_g L_g = \frac{H_m L_m}{r}$$

の形でそれぞれの効果を考慮すると、形式的には同じように取り扱うことができる。

その使用の際には従動側の起動トルク T_0 が T_m 以下でなければ動かない。その T_0 は次のようにして求められる。駆動側の角速度を ω (回転数 $\nu = \omega/2\pi$) とし、その駆動立上り時間を τ とすると、角運動量 = 回転力積の関係から追従回転するのに必要な起動トルクは $T_0 \approx \omega I / \tau$ で与えられる。ここで I は負荷側の慣性能率である。 $T_m > T_0$ の条件を満たすためには補助的に機械的起動カップリングを用いたり、小さい ω で起動するような工夫が有効である。

磁気カップリングは機械的な接触がないので厳密な軸合せを要せず、摩擦摩擦もない。また駆動側と負荷側をそれぞれ独立に密閉しうる。これらの利点を活用して、水中ポンプ、攪拌機、高圧又は真空室内の回転機などに応用されている。

(3) 磁石発電機

図 2.2.13 のように磁石がヨークの空けきに入出すると、ヨークに巻かれた

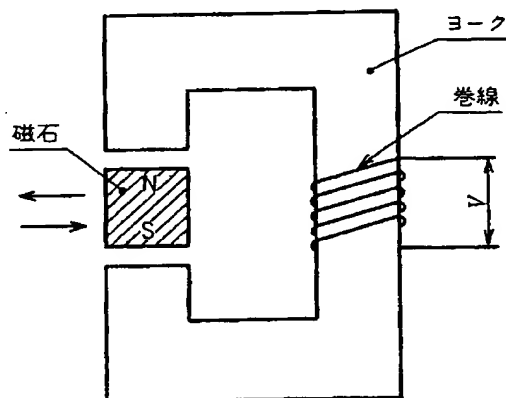


図 2.2.13 磁石発電機の原理図

n ターンのコイルには $-n d\Phi_y/dt$ の起電力を生ずる。ここで Φ_y はヨーク中の磁束であり、ヨークが飽和に近くない限り、その空げき磁束 Φ_g に等しい。発電機では交互に逆方向に磁化したロータが空げきを通過するように設計されている。ロータの回転により Φ_y が交番変動するが、そのうち基本波 $\Phi_{y0} \cos \omega t$ のみに注目すれば、コイルに生ずる起電力は

$$e = -e_0 \sin \omega t \quad (2.54)$$

となる。ここで起電力振幅 e_0 はロータの極数、回転数、コイルの巻数及び空げき磁束の変化の振幅 $\Delta\Phi_g$ に比例する。

磁石は適当な方法で安定化減磁され、最終的な作動状態では、その動作点が図 2.2.14 のリコイル線 DB_0 上を往復する。発電機に負荷がないときには、二つのパーミアンス線で切り取られる AA' 間を往復する。図において OA' は磁極がヨーク間隙に入ったときのパーミアンス線、 OA は磁極がヨークから最も離れたときのそれである。しかし負荷がかかると、その大きさに応じてその範囲が変動する。例えばコイルが短絡されると、ある位相で逆磁界がかかって動作点は A を越えてずっと左方に移る。逆磁界の大きさが H_0 以内であれば、そ

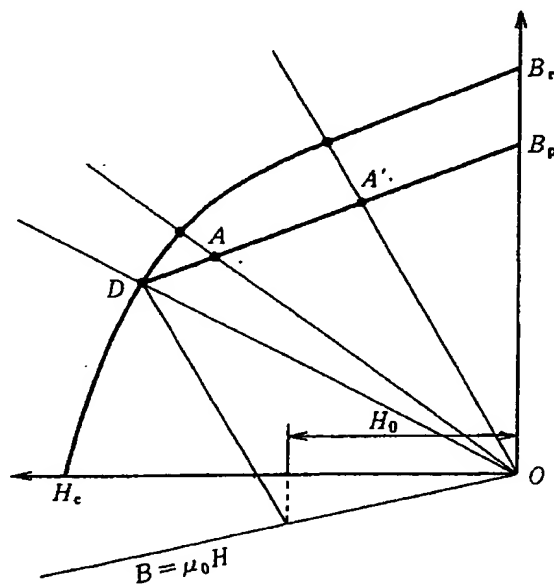


図 2.2.14 発電機における磁石動作線図

のリコイル線は不変に保たれる。

図 2.2.15 の発電機の電気回路の模式図によって負荷の効果を考察しよう。発電機自身と外部負荷について、それぞれインダクタンス L_i , L_e と抵抗 R_i , R_e が直列に入っているとすれば、 $L = L_i + L_e$, $R = R_i + R_e$ として、電流 i は回路方程式

$$L \frac{di}{dt} + Ri = -e_0 \sin \omega t \quad (2.55)$$

によって与えられる。 $t = 0$, $i = 0$ の初期条件の下で、その解は

$$i = \frac{e_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \cos \left[\omega t + \tan^{-1} \left(\frac{R}{\omega L} \right) \right] - \frac{e_0 \omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} e^{-(R/L)t} \quad (2.56)$$

となる。右辺第 2 項は過渡現象に対応するもので $\tau = L/R$ の程度の時間後には無視され、最終状態で

$$i_0 = \frac{e_0}{\sqrt{\omega^2 L^2 + R^2}} = \frac{e_0}{\sqrt{\omega^2 (L_i + L_e)^2 + (R_i + R_e)^2}} \quad (2.57)$$

の振幅の交流電流が得られる。内部と外部のインピーダンスに分けて電圧をベクトル表示すると図 2.2.16 のようになる。理想短絡状態 ($L_e = 0$, $R_e = R_i = 0$) のとき $i_s = e_0 / \omega L_i$ となる。 $\omega_i = R_i / L_i$ とおくと、理想短絡電流を基準とした比電流の振幅は

$$\frac{i_0}{i_s} = \frac{\omega}{\omega_i} / \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_i} \right)^2 \left(1 + \frac{L_e}{L_i} \right)^2 + \left(1 + \frac{R_e}{R_i} \right)^2} \quad (2.58)$$

と表される。回転速度が増加すると電流は次第に増加し限界値に近づく。すなわち

$$\frac{\omega}{\omega_i} \rightarrow \infty \text{ のとき } \frac{i}{i_s} \rightarrow \frac{1}{1 + L_e/L_i}$$

電流の立上り特性は、式(2.58)より

$$\left[\frac{d(i_0/i_s)}{d(\omega/\omega_i)} \right]_{\omega=0} = \frac{1}{1 + R_e/R_i} \quad (2.59)$$

で与えられる。出力電圧も $e_s = i_s \omega_i L_i$ によって規格化すると

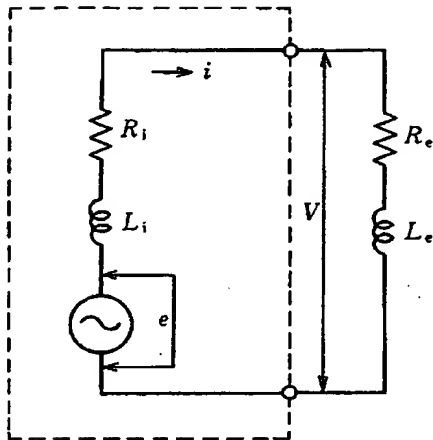


図 2.2.15 発電機の電気回路

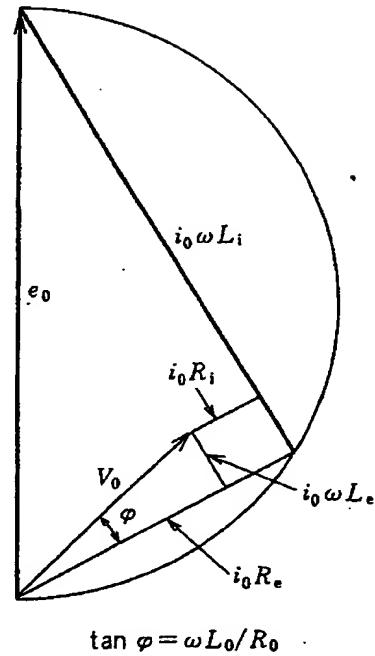


図 2.2.16 電圧ベクトル図

$$\frac{V_0}{e_s} = \frac{i_0 \sqrt{R_e^2 + \omega^2 L_e^2}}{i_s \omega L_i} = \frac{i_0}{i_s} \cdot \sqrt{\left(\frac{R_e}{R_i}\right) + \left(\frac{\omega_i}{\omega}\right)^2 \left(\frac{L_e}{L_i}\right)^2} \quad (2.60)$$

で表される。また出力効率も理想短絡状態を基準にして表すと

$$\eta = \frac{R_0 i_0^2}{L_i i_s^2} \quad (2.61)$$

となる。

例えば自転車用ランプの発電機として用いるときは外部インダクタンス L_e は無視できるので、電流及び端子電圧はそれぞれ

$$\frac{i_0}{i_s} = \frac{(\omega/\omega_i)}{\sqrt{(\omega/\omega_i)^2 + (1 + R_e/R_i)^2}} \quad (2.62)$$

$$\frac{V_0}{e_s} = \frac{i_0}{i_s} \cdot \frac{R_e}{R_i} \quad (2.63)$$

となる。また、電流の立上り特性をよくするには $R_i \gg R_e$ が望ましい。

これに対して、測定器用発電機としては ω に対して端子電圧の直線性が要求される。前と同じように外部負荷を純抵抗とすると、式(2.58)と式(2.60)によって $\omega=0$ における規格化した端子電圧のこう配は

$$\left[\frac{d(V_0/e_s)}{d(\omega/\omega_i)} \right]_{\omega=0} = \frac{(R_e/R_i)}{(1+R_e/R_i)} \quad (2.64)$$

となる。したがって ω に対して理想的な直線性を示す端子電圧 V_0' は

$$\frac{V_0'}{e_s} = \frac{R_e/R_i}{(1+R_e/R_i)} \cdot \frac{\omega}{\omega_i} \quad (2.65)$$

で定義される。実際の端子電圧の直線性からの外れを

$$\alpha = 1 - \frac{V_0}{V_0'} \quad (2.66)$$

で表すと、式(2.60)、式(2.65)から

$$\frac{\omega}{\omega_i} = \frac{1+R_e/R_i}{1-\alpha} \sqrt{2\alpha-\alpha^2} \quad (2.67)$$

α が小さいとすれば

$$\frac{\omega}{\omega_i} \approx \left(1 + \frac{R_e}{R_i} \right) \sqrt{2\alpha} \quad (2.68)$$

となる。この式からわかるように、直線性を向上するには、すなわち α を小さくするには R_e/R_i と $\omega_i = R_i/L_i$ を大きくすることが望ましい。

(4) 直 流 モ ー タ

50 W 以下の小型直流モータでは固定子として永久磁石と軟鉄を使用する、いわゆる磁石モータが主流となっている。その構造は(3)の磁石発電機と同じであるが、その機能としてはまったく正反対の電気→機械エネルギー変換を行うことになる。形式としては多種多様のものが考案されているが、ここではその基本的な動作原理を中心に直流磁石モータを概説する。

その動作は従来の直流分巻モータに類似していて比較的取扱いやすい。大型モータでは渦電流やヒステリシスによる損失が主となるのに対し、小型モータ

ではベアリングとブラシでの摩擦損が主な損失となる。はじめに、これらの損失がないと仮定した理想的なモータを考えよう。リング状ヨークに接合された $2p$ 個の磁石の磁極の内側に、空けきをへだてて回転する電機子（軟鉄）があり、その表面に n ターンのコイルが巻かれている。コイルは場合によっては並列に結ばれて、ブラシを通じてモータ端子に達する。コイルの並列回路数を $2a$ とする。その端子を起電力 E の電池に結ぶとき、モータの動特性は以下のように毎分の無負荷回転数 N_0 、短絡トルク T_s 、及び短絡電流 I_s によって記述することができる。

いま、モータが毎分 N 回転しているとすれば、電機子コイルには逆起電力として

$$E_c = \frac{Zp}{a} \cdot \frac{N}{60} \Phi = K_1 N \quad (2.69)$$

が誘起される。ここで Z は導体数で、これは軸方向に並んだ導線の本数であるから $Z=2n$ となる。また Φ は空けき磁束である。モータの回転数の基準時間を分とするために入ってくる 60 は別として、 Z 、 p 、 a 、 Φ は電機子と磁気回路の構造に由来するパラメータで、以下の議論ではこれらの部分をまとめて $K_1 = Zp\Phi/(60a)$ で表すことにする。電機子の全抵抗を R 、その電流を I とすると、モータに印加される電圧 E は、この逆起電力 E_c と電機子抵抗による電圧降下 RI に対抗して電流を流すことになるから

$$E = E_c + RI \quad (2.70)$$

の関係が成り立つ。したがって、回転数 N は式(2.69)と式(2.70)を結びつけて

$$N = \frac{E - RI}{K_1} \quad (2.71)$$

となる。

モータのトルクは磁束 Φ と電機子電流 I に比例し

$$T = \frac{p}{a} \cdot \frac{Z\Phi}{2\pi} I = K_2 I \quad (2.72)$$

で与えられる。ここでも $K_2 = pZ\Phi / (2\pi a)$ としてコイルと磁束に関するパラメータをまとめた。いま負荷が増加して必要なトルクが増すと回転数が低下する。すると式(2.69)に従って逆起電力が低下し、式(2.70)に従って電流 I が増加して必要なトルクを補う。このからくりによって、与えられたトルク負荷に対してモータはある一定の回転数とある一定の電流値をもって仕事をするようになる。短絡トルク T_s は最大のトルクで、そのとき回転数は 0、電機子電流は最大値 $I_s = E/R$ となる。上の関係式によって

$$T_s = K_2 I_s = \frac{K_2 E}{R} \quad (2.73)$$

また、 $T=0$ のとき $I=0$ となり、そこで回転数は最大となる。これを無負荷回転数 N_0 と定義すると

$$N_0 = \frac{E_c}{K_1} = \frac{E}{K_1} \quad (2.74)$$

以上の結果をまとめると、理想的なモータの電流-トルク特性と回転数-トルク特性は、それぞれ

$$K_2 I = T \quad (2.75)$$

$$\frac{K_1 K_2}{R} N = T_s - T \quad (2.76)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \frac{pZ\Phi}{60a} \\ K_2 &= \frac{pZ\Phi}{2\pi a} \end{aligned} \right\} \quad (2.77)$$

で与えられる。図 2.2.17 に示されるように $I-T$ 及び $N-T$ 特性はいずれも直線で与えられる。 $I-T$ 直線は原点を通り $T=T_s$ で $I=I_s$ となり、それが T 軸となす角は $\zeta = \cot^{-1} K_1$ で電機子と磁石回路の構造のみに依存する。 $N-T$ 直線は N_0 と T_s をそれぞれ N 軸、 T 軸の截点とする直線で、それが T 軸となす角は $\xi = \cot^{-1} (K_1 K_2 / R)$ で、これも電機子と磁石回路のみに依存する。もし印加電圧 E が変化すれば、 $I-T$ 直線は不変であるが、 T_s 、 N_0 が式(2.73)及

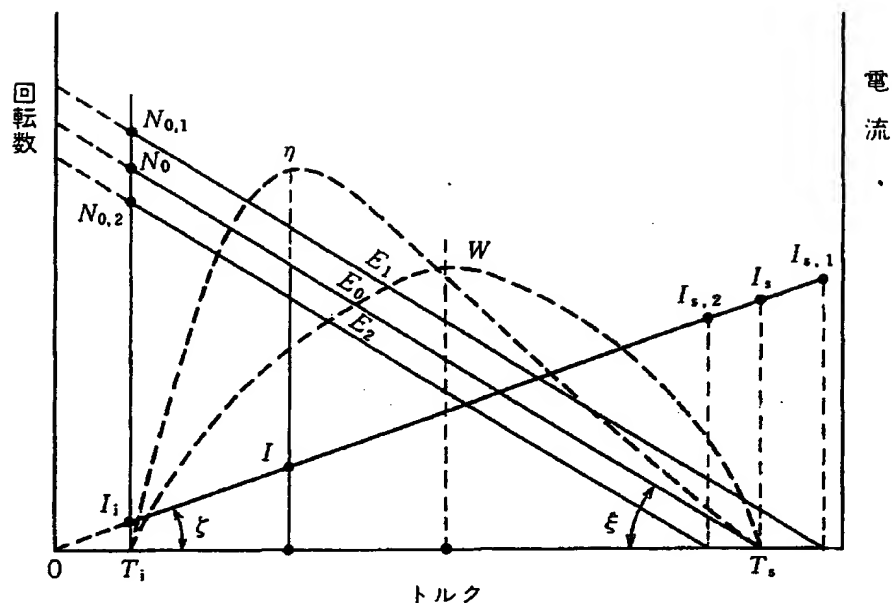


図 2.2.17 直流モータの特性曲線： $E_2 < E_0 < E_1$ の各電圧に対する N - T 曲線と I - T 曲線，破線は出力(W)，効率(η)を示す

び式(2.74)に従って変化し，図中に示されるように平行を保って上下にシフトする。

さて，実際のモータでは上述の理想的な場合の特性からの外れが生ずる。巻線の加熱とか磁気回路のヨークの飽和が起こると，その特性直線はいくらかわん曲する。この効果は無視するとしても，小型モータではベアリングとブラシにおける摩擦による損失はかなり大きい。これをトルクで表して内部損失トルク T_i とおくと，最大トルク T_s の 0.1～0.5 に達する。 T_i はよい近似で回転数に無関係の一定値と見なすことができる。ここで定義を変更して有効なトルクを T と表すことにすると，モータの全トルクは常に $T + T_i$ となる。したがってこれまでの理想特性の式の中の T の代わりに $T + T_i$ を入れることによって，ただちに T_i の効果を取り入れることができる。このことは図 2.2.17 において， T 軸を T_i だけ右に移すことを意味する。新しい T 軸と N - T 直線， I - T 直線との交点をそれぞれ無負荷回転数 N_0 ，無負荷電流 I_i と定義すること

にする。 I_i は内部損失トルクの考慮によって現れた新しいパラメータで、その値は式(2.72)によって

$$I_i = \frac{T_i}{K_2} = \frac{E}{R} \cdot \frac{T_i}{K_2} \quad (2.78)$$

で与えられる。 T_s の値も T_i の分だけ小さくなる。このように新しく定義された N_0 , T_s , I_i と I_s は実際に直接測定しうる量であり、これらの値を用いると特性直線はそれぞれ

$$K_2 I = T + T_i \quad (2.79)$$

$$\frac{K_1 K_2}{R} N + T = T_s \quad (2.80)$$

となり、また

$$T_s = \frac{K_2 E}{R} - T_i \quad (2.81)$$

$$N_0 = \frac{E - I_i R}{K_1} \quad (2.82)$$

となる。

次に、モータの評価に関して最も重要である出力 W と効率 η を考えよう。トルク出力は

$$W = \frac{2\pi}{60} \cdot T \cdot N = \frac{\pi R}{30 K_1 K_2} T \cdot (T_s - T) \quad (2.83)$$

である。 W は $T = T_s/2$ のとき最大となり、

$$W_{\max} = \frac{\pi R T_s^2}{120 K_1 K_2} \quad (2.84)$$

に達する。 $T_s \simeq T_s - T_i = K_2 E/R$ とおけば、 $W_{\max} \simeq E^2/(4R)$ となる。これから、モータの最大出力は印加電圧と電機子抵抗のみによってほぼ決定されることがわかる。

電力 EI がトルク出力 W に変換される機械的変換効率 η_M は

$$\eta_M = \frac{2\pi}{60} \cdot \frac{TN}{EI} = \frac{T(T_s - T)}{(T_s + T_i)(T + T_i)} \quad (2.85)$$

である。これは $T = \sqrt{T_i(T_s + T_i)} - T_i$ のとき最大となり、

$$\eta_{M, \max} = \left(1 - \sqrt{\frac{T_i}{T_s + T_i}}\right)^2 = \left(1 - \sqrt{\frac{RT_i}{K_2 E}}\right)^2 \quad (2.86)$$

に達する。ブラシにおける電圧降下 E_b による損失を考慮すると、モータの電氣的効率は $\eta_E = E/(E + E_b)$ となる。したがって、モータの全効率 η は

$$\eta = \eta_E \cdot \eta_M \quad (2.87)$$

で表される。 η_E はトルクにはよらないので、効率のトルク依存性はほぼ η_M によって決定される。図 2.2.17 には W 及び η が破線で示されている。設計に当たっては出力よりもむしろ効率を高めることに主眼を置く。 η_{\max} を与える T の値は W_{\max} に対するものよりも低トルク側にある。式(2.86)に見られるように、 η_{\max} は T_i/T_s の比によって決まり、内部トルク損失が小さいほど高い η_{\max} が得られる。また K_2 、したがって Φ を大きくすることによって η_{\max} が上昇するが、電機子抵抗 R 、更にはブラシ損失による η_E もモータの全効率に大きく寄与する。

以上の議論では、磁石は十分に安定で、電機子の作る逆向き磁界中でも非可逆減磁を起こさないことを前提条件としている。この条件を維持し、しかもできる限り磁束 Φ を大きくするには、磁石材料の B_r と H_c との積が大きいことが望まれる。この積はトータルエネルギーと呼ばれ、モータ用磁石材料の性能指数の一つとなっている。異方性フェライト磁石や希土類磁石は大きなトータルエネルギーを有する材料としてモータへ広く使用されている。

2.2.4 硬質磁性材料の安定性

着磁された磁石はもともと準安定状態にあるので、温度、外部減磁界あるいは応力のような広義の外力の下でその磁化、したがってその作る磁束が減少する傾向を示す。本章のはじめに述べたリコイル線に沿った可逆的な磁化変化とか強磁性体固有の自発磁化の温度変化などは可逆的な変化であるから、本項の安定性の議論では取り上げない。また高温にさらすときに起こる材料の組織変化や、酸化あるいは特殊雰囲気中での化学的腐食のためにその磁石特性が劣

化する。例えばアルニコ磁石を 600°C より高温にさらすとその二相分離の逆変態 $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow \alpha$ が起こりはじめ、それによって保磁力が低下し、これを再び室温に戻してもその低下は回復されない。このような組織変化を伴う不可逆変化はそれぞれの材料についてその製造の際の熱処理、材料固有の物性と関連して当然予想されるものであるが、これについてもここでは取り扱わない。

図 2.2.18 は温度変化によって生ずる減磁の様子を模式的に説明している。上部の破線は上述の磁化の可逆的な温度変化を表す。その磁化は時間とともに緩やかに減少し、しかもその減少の速度は温度が高いほど著しい。鎖線の温度以上では上述の組織変化を伴う急激な低下を起こす。その下限温度以下で時間とともに緩やかに起こる減磁を永久磁石の経年変化と呼ぶ。室温以下でも経年変化は起こるが、その程度は小さい。しかし多くの磁石材料では低温になると保磁力が低下し、その結果として減磁する。これは室温に戻しても回復されないで、図に見るようにその温度サイクルによってかなりの減磁が引き起こされる。この減磁を特に低温減磁と呼ぶ。本項では経年変化と低温減磁について述べる。これらは組織変化を伴うものではないので、再着磁すれば元の磁化を回復することができる。

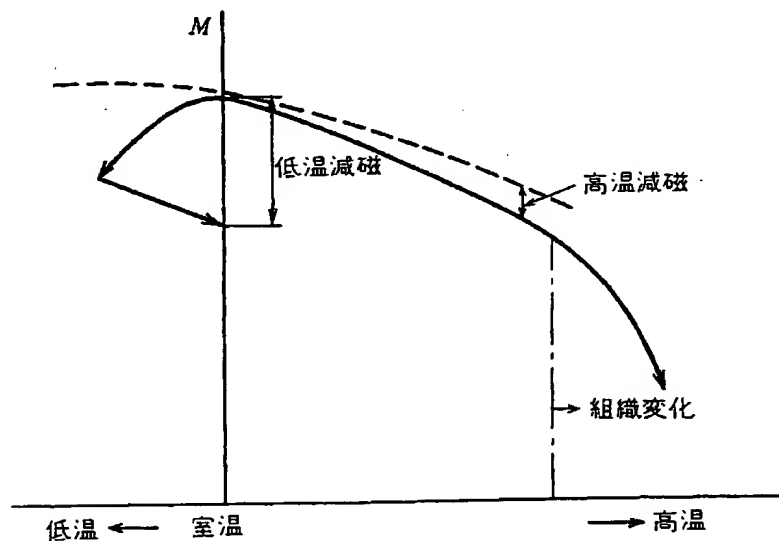


図 2.2.18 永久磁石の温度減磁の説明図

(1) 経年変化

経年変化は熱的な活性化により準安定状態から磁化の低いより安定な状態へ不可逆的に遷移する現象である。したがってその変化の速度は温度と時間とに依存する。その遷移の駆動力は磁化 M を持つ磁石に作用する反磁界 N^*M/μ_0 である。熱ゆらぎによるスピンの反転がその原因と考えられるが、この熱ゆらぎの作用を Néel^(7),8) に従って時間的にゆらぎ変動する磁界の作用と等価であると仮定して、その減磁過程を調べよう。

反磁界係数 N^* を持つ磁石の $M-H$ 減磁曲線を図 2.2.19 に示す。いま小さな外部減磁界 H_{ex} がかかり再び取り除かれると、磁石の動作点は $A(M, H)$ から $A_1(M_1, H_1)$ を経て $A'(M', H')$ に変化する。 A_1 は $H=H_{ex}$ を通り OA (そのこう配は $M/H = -\mu_0/N^*$) に平行に引いた直線と減磁曲線との交点である。 A_1M_1 は $M-H$ 曲線におけるリコイル線で、そのこう配は $\mu_0\chi_r = \mu_0(\mu_r - 1)$ で与えられる。ここでリコイル透磁率 μ_r に対して χ_r はリコイル磁化率 (又は可逆磁化率) と呼ぶ。また AA_1 のこう配は $\mu_0(\chi_{irr} + \chi_r)$ で与えられる。この χ_{irr} を不可逆磁化率と呼び、 H_{ex} が十分に小さいときは A_1 におけるその切線の

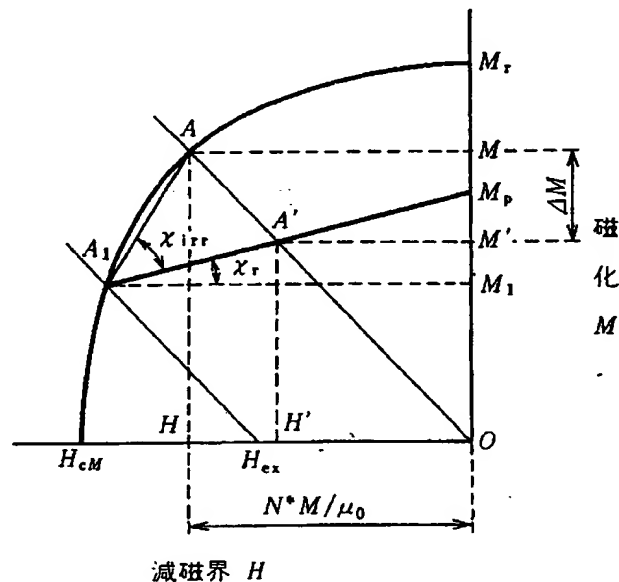


図 2.2.19 外部磁界 H_{ex} による不可逆減磁を $M-H$ 曲線で示す

こう配から求められる。以上の作図に基づいて計算すると、振幅 H_{ex} の減磁界によって生ずる不可逆減磁 $\Delta M = M - M'$ は

$$\Delta M = \frac{\mu_0 \chi_{irr} H_{ex}}{[1 + N^*(\chi_{irr} + \chi_r)](1 + N^* \chi_r)} = C H_{ex} \quad (2.88)$$

となる。これからわかるように、減磁量は外部磁界に比例する以外、その材料特性である χ_{irr} , χ_r 並びに材料の形状で決まる N^* に依存する。

Néel は熱ゆらぎの効果を時間的に変動する磁界によるものと見なし、その最大振幅 H_i の時間的変化を理論的に調べて

$$H_i(t) = S_r(Q + \ln t) \quad (2.89)$$

であるとした⁸⁾。ゆらぎの振幅の最大値が時間の対数に比例して増加することは統計現象でよく知られている。ここで S_r は材料定数で近似的に \sqrt{T} (T は絶対温度) に比例する。また Q は 40~50 の数係数で、あまり材料の種類には依存しない。この H_i を式(2.88)の H_{ex} の代わりに入れると、経年変化については次のようなことが予想される。

- ① 一定の温度では時間の対数に比例して減磁する。
- ② 減磁率は温度とともに増加する。
- ③ 非可逆磁化率 χ_{irr} が増加するにつれて減磁率は大きくなる。
- ④ 同じ材料でも寸法比によって減磁率が異なる。

図 2.2.20 は異方性 Alnico 5 の 3 種類のパーミアンス係数の試料について、

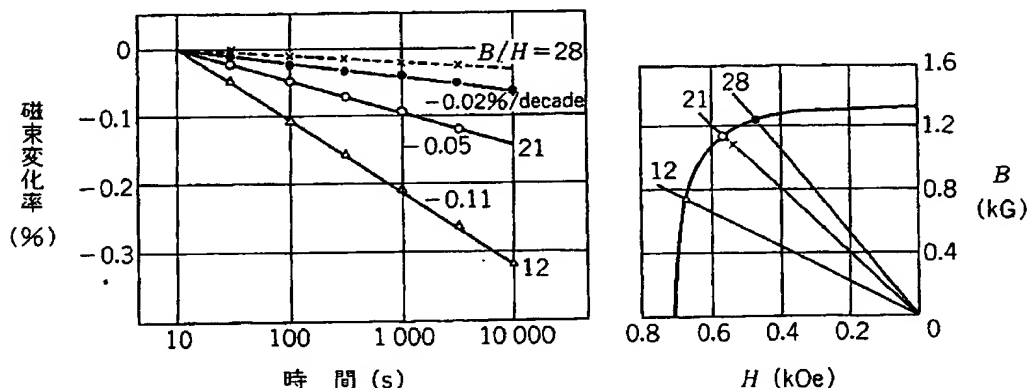


図 2.2.20 Alnico5 磁石の動作点による経時変化

着磁後 10 秒の磁束密度の値を基準として経年変化を測定した結果である。寸法比の小さいほど、すなわち p が小さいほど経年変化率は大きくなることがわかる。 $p=21$ のものでは時間が 1 けた変化したときの経年変化率 $(B_{100}-B_{10})/B_{10}$ は約 -0.05% である。その試料では 10 年後の変化率はおよそ -0.25% であると予測される。そこでこの試料を着磁直後に 0.25% 程度安定化減磁した。その試料の経年変化は図中に破線で示されている。その経年変化率は -0.013% に低下し、10 年後の変化率は -0.06% 以下になる。安定化減磁はこのように経年変化を顕著に低下させるが、決して 0 にすることはできないことに注意すべきである。リコイル線は直線で近似することはできるが、厳密には直線でなく、小ヒステリシスループが存在することを思い起こすならば、このことは理解されよう。

図 2.2.21 は種々の寸法比を持つ異方性 Alnico 5 について高温における 30 時間後の経年変化率を調べた結果である。ここでもパーミアンス係数とともに減磁率が低下することがわかるが、更に温度とともに経年変化率の明瞭な低下が確認される。

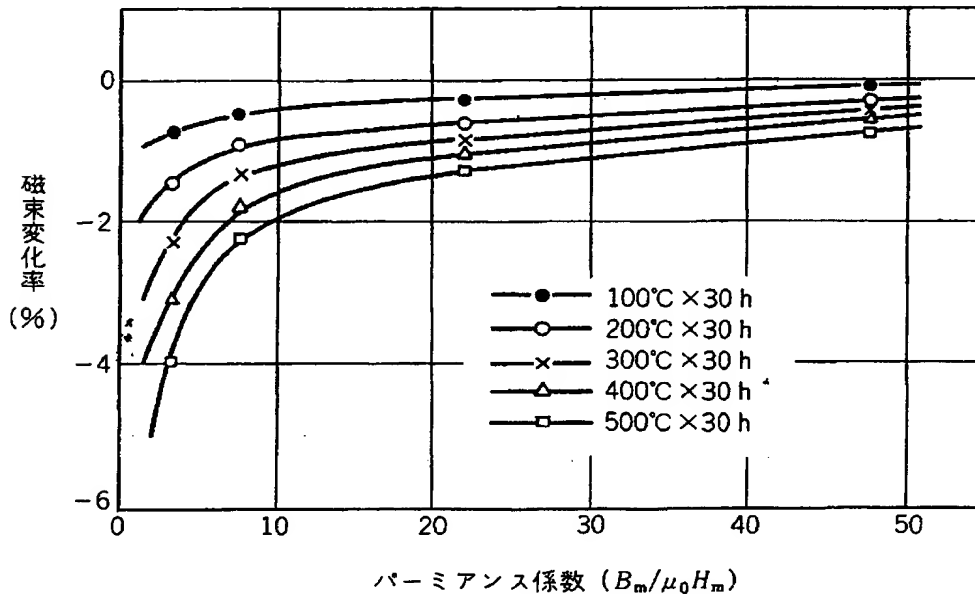


図 2.2.21 柱状晶 Alnico 5 磁石の高温時効後の動作点による減磁量変化

(2) 低温減磁

磁石材料の減磁曲線は温度によって変化し、 B_r のみならず H_c もまた変化する。アルニコやバリウムフェライトでは一般に低温度では H_c が低下するので、室温→低温→室温の温度サイクルによって減磁される。図2.2.22(a)は異方性バリウムフェライトの室温(20℃)とそれ以下の温度における減磁曲線である。温度が下がると B_r は上がり H_c が低下する。自発磁化の温度変化に基因する磁束密度の温度係数はこの材料では $-0.18\%/^{\circ}\text{C}$ である。 $p=3.2$ の場合、20℃から -40°C に冷却するとき、そのパーミアンス線に沿って動作点はaからdへ移り、その結果、図(b)に見るように、温度に対してほぼ直線的にaからdへ上昇する。そのこう配は $-0.18\%/^{\circ}\text{C}$ である。a～dの各点はそれぞれの減磁曲線の肩よりも右側にある。したがって低温になっても磁化反転は起こらないと考えられる。再び昇温すると図(b)のように固有の温度係数 $-0.18\%/^{\circ}\text{C}$ をもって可逆的に元の値に戻る。これに対して $p=0.7$ の場合は

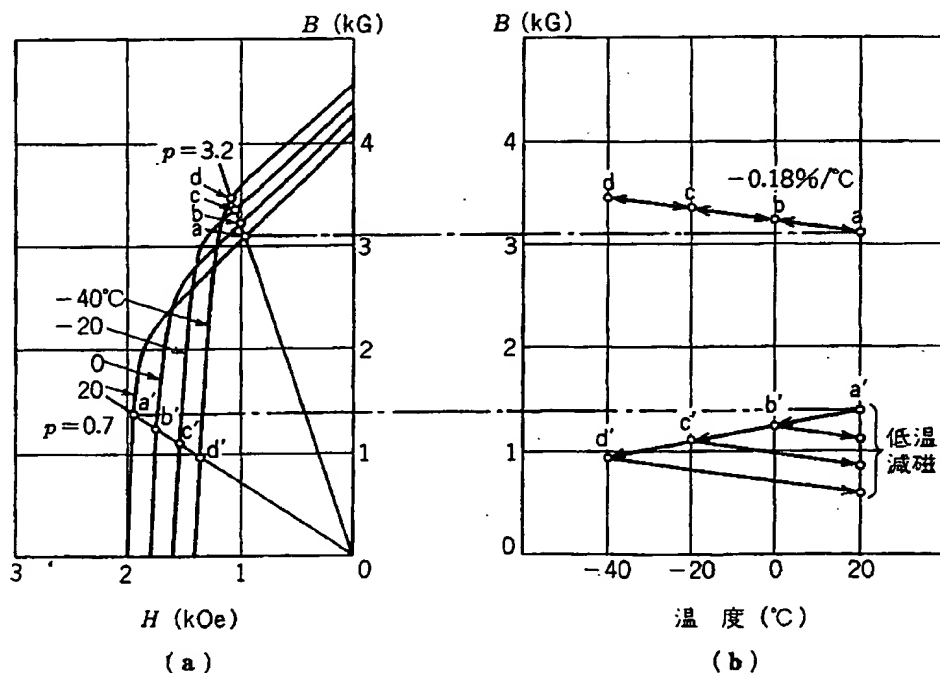


図2.2.22 フェライト磁石の動作点と低温減磁

降温するとき a' から d' に動作点を変化し、その B の値は降温するに従って低下する。 $a' \sim d'$ の動作点は減磁曲線上で不可逆減磁の範囲にある。降温の際の減磁はスピンの反転に基づく不可逆減磁である。再び昇温するときには図 (b) に見られるように固有の温度係数によって更に磁束密度が低下する。この低温減磁はフェライト磁石で特に顕著に認められるので、この材料に関しては使用温度の下限を設定し、その下限温度での減磁曲線の肩よりも右の動作点对応するパーミアンス係数をとるように設計しなければならない。例えば下限を -40°C とすれば、図に見るように $\mu=3.2$ がパーミアンス係数の許容下限値となる。いったん低温減磁したものは、その後に同じ温度サイクルにさらしてもそれ以上の減磁は起こらない。これは安定化減磁と同じことで、その意味において低温にさらすか、又は減磁界を作用することによって低温減磁を少なくすることができる。

2.3 硬質磁性材料の測定方法

2.3.1 精密測定方法

磁石材料のヒステリシス曲線の測定には、飽和に到達させるためにかなり大きい磁界を必要とする。その値はアルニコで 240 kA/m 、高保磁力アルニコで 640 kA/m 、フェライト磁石では 800 kA/m 、希土類コバルト磁石では 4 MA/m である。そこで測定には電磁石を用い、その磁極間には被測定試験片をはさみ込む。これによって反磁界をほとんどなくすることができるので、高磁界をかけるのに好都合である。特に高磁界を必要とするときは電磁石にパルス電流を加えることもある。

図 2.3.1 はその測定用 $B-H$ ループトレーサの配置図である。試験片は電磁石の磁極間に密着させる。 H の値は磁極間の midpoint で、試験片の外側に置かれた空心さぐりコイル (H コイル) 又はホール素子によって取り出す。最近ではホール素子を用いるガウスメータの精度が向上したので、後者による方法が普及してきたが、図では H コイルを用いる方法を示す。 B の値は試験片の

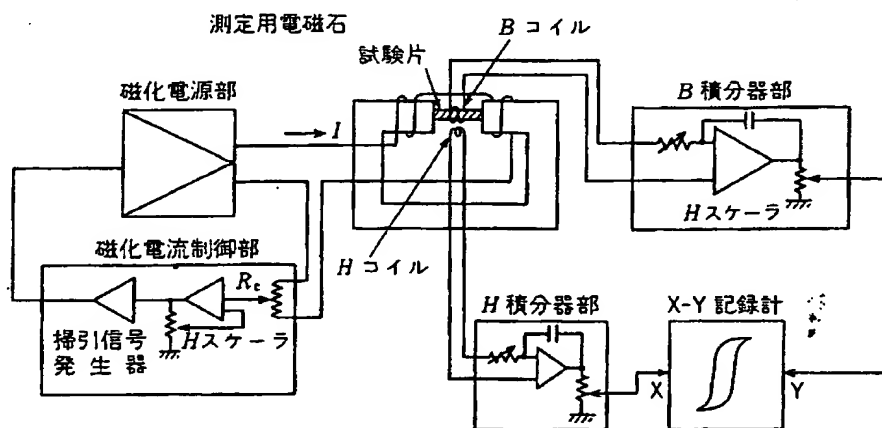


図 2.3.1 永久磁石用 B-Hループトレーサ

中央部に密接して巻かれたさぐりコイル (B コイル) によって取り出す。測定用電磁石のヨークと磁石で閉じた磁気回路を構成することになるが、そのヨークの磁気抵抗は 0 に近いことが望ましい。そのためヨーク材は十分な断面積を持ち、十分に調質した $H_c < 80 \text{ A/m}$ の電磁軟鉄が用いられる。ヨークの接合部及び試験片と磁極との間には空けきがないように注意しなければならない。

試験片は断面積が一様で、その断面積の評価が容易であり、かつ B コイルを密着して巻くことができることが必要である。この条件を満たすものとして通常は円柱が最適である。試験片の長さが大きすぎると磁極間げきの磁界分布の一樣性が悪くなる。ヨークの飽和漸近を避けることも考慮して、ヨークの断面積を大きくし、試験片の長さ L_m 、直径 D_m に対して磁極の直径 D_p として

$$L_m + D_m + 0.02 \leq D_p, \quad (2.90)$$

の条件を満たすことが勧められる。ここで長さ、直径はいずれも m の単位で測られる。なお、試験片の端面粗さ及び平行度は 0.03 mm 以下であることが要求される。

電磁石の励磁電流を適当な速度で変化させるとき、H コイル及び B コイルに生ずる逆起電力は、それぞれ積分回路を通じて H 及び B に比例した電圧として X-Y レコーダに入り、自動的に B-H ヒステリシスループが描かれ

る。磁化電流の制御と B 及び H 積分器のブロックダイアグラムは図中に示されている。 B 及び H の信号の校正と測定中に積分回路に生ずるドリフトを抑えることが測定の精度を決定する重要な因子となる。なお、 H コイルの代わりにホール素子を、また B コイルの代わりに電磁石ヨーク中に埋込んだホール素子を用いる方法も実用されている。

2.3.2 簡易測定方法

生産現場において製品の検査に上述の精密測定方法を採用することは手間がかかるので、各種の簡易測定方法が行われる。その場合には、たいてい減磁曲線上の一つの動作点についての測定がなされる。

磁石単体を着磁した後、単体としての動作点の磁束密度 B_m を測定してその品質をチェックする方法はオープンフラックス法（開磁路磁束法）と呼ばれる。図 2.3.2 のように磁石の中性点にさぐりコイルを置いた状態を出発点として、磁石又はコイルを引き抜くとき、コイルと結んだ磁束計によってその磁束変化 Φ を読み取る。さぐりコイルの巻数を n 、磁石の断面積を A_m とすると

$$\Phi = nA_m B_m \quad (2.91)$$

から、 B_m を求める。この場合、着磁した試験片を他の強磁性体に近づけないこと、さぐりコイルの面積を磁石断面積より著しく大きくしないこと、磁束計のふれがフルスケールの $1/2$ 以上になるように調整すること、引き抜くときコイルを磁石から十分に引き離すことに注意すべきである。

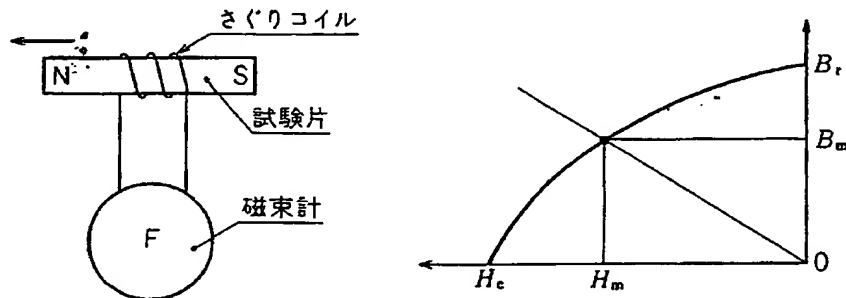


図 2.3.2 開磁路測定方法

磁石は一般にヨークと結合した磁気回路として使用される。その状態に対応する高いパーミアンス係数の動作点での磁束密度を試験の対象とすることも望まれる。この目的には図 2.3.3 に示すような方法が採用される。これは閉磁路測定方法と呼ばれる。(a) では磁石両端面に磁石と同一の断面のヨークを接合し、これを開磁路測定方法と同じようにして測定する。この場合のパーミアンス係数は近似的に

$$\rho = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} = 2 \frac{L_m}{D_m} \sqrt{1 + 2 \frac{L_m + L_y}{D_m}} \quad (2.92)$$

で与えられる。磁石の長さ L_m 、直径 D_m に対し、両端に適当な長さ L_y の軟鉄をつけることによって、そのパーミアンスを使用状態に対応するように高めることができる。また図 (b) のようにヨークの空けき試験片を入れ、これを引き抜くときにヨークに巻いたさぐりコイルと磁束計によって磁石の B_m を測定

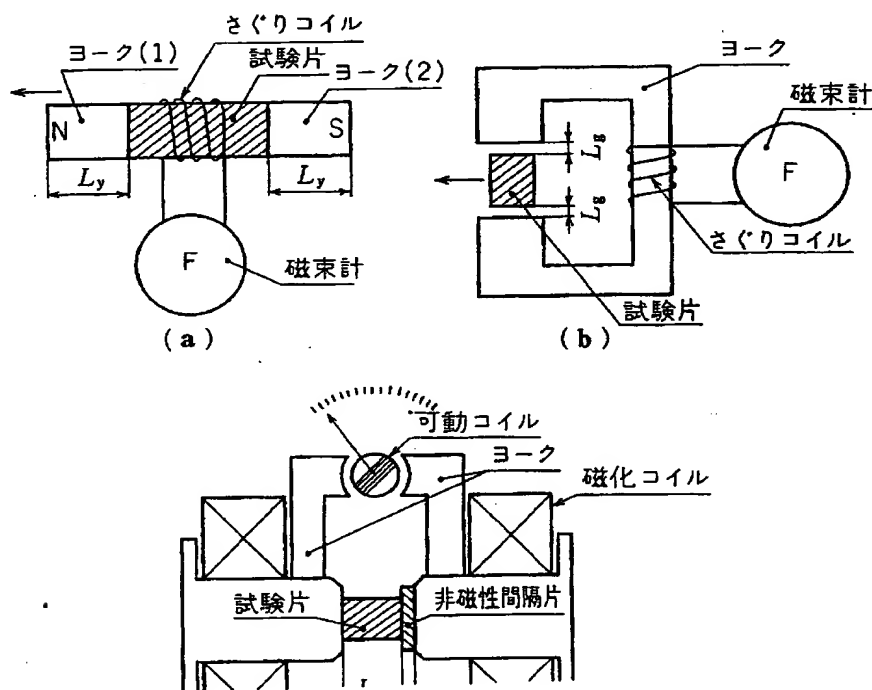


図 2.3.3 閉磁路測定方法

することができる。この配置ではヨークと試験片との間の空けき L_s を調整することによって極めて高いパーミアンス係数の状態での B_m を測定することができる。図(c)もヨークと磁石の配置は(b)と類似であるが、この場合には磁束計の代わりに可動コイル型直流電流計の原理を用いて、磁束をメータのふれで読み取るように工夫している。可動コイルに一定電流を流すとき、そのふれは磁石の作る磁束 $\phi_m = B_m A_m$ に比例する。標準試料によって校正しておけば試験片の B_m を簡単に比較測定することができる。

ホール素子による磁界測定方法が次第に進歩し普及してきたので、コイルによる方法に代わりつつある。その場合にはホール素子を置く位置が問題となる。製品検査のような比較測定を行う際には特に問題はないが、素子を一定の位置に固定し、素子の温度を一定にすることに配慮しなければならない。

引用・参考文献

- 1) R.J. Parker, R.J. Studders (1962): *Permanent Magnets and Their Application*, Wiley.
- 2) D. Hadfield (1962): *Permanent Magnets and Magnetism*, Iliffe.
- 3) K. Schüller and K. Brinkmann (1970): *Dauermagnete*, Springer.
- 4) 茂木晃 (1959): 電磁装置とその設計, 電気書院.
- 5) 茂木晃 (1959): 磁気回路 (基礎電気工学講座 14), 共立出版.
- 6) H. Mahner (1962): ETZ, A-83, 780.
- 7) L. Néel (1950): J. Phys. Radium, 11, 49.
- 8) L. Néel (1951): J. Phys. Radium, 12, 339.

**This Page is Inserted by IFW Indexing and Scanning
Operations and is not part of the Official Record**

BEST AVAILABLE IMAGES

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images include but are not limited to the items checked:

☒ **BLACK BORDERS**

☐ **IMAGE CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES**

☐ **FADED TEXT OR DRAWING**

☐ **BLURRED OR ILLEGIBLE TEXT OR DRAWING**

☐ **SKEWED/SLANTED IMAGES**

☐ **COLOR OR BLACK AND WHITE PHOTOGRAPHS**

☐ **GRAY SCALE DOCUMENTS**

☐ **LINES OR MARKS ON ORIGINAL DOCUMENT**

☐ **REFERENCE(S) OR EXHIBIT(S) SUBMITTED ARE POOR QUALITY**

☐ **OTHER:** _____

IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.

As rescanning these documents will not correct the image problems checked, please do not report these problems to the IFW Image Problem Mailbox.